PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 18 — 15. September 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 20 am 1. Oktober 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

P. Debye, Untersuchung eines neuen Vorschlags zur Fourier-Analyse von Elektronenaufnahmen. S. 573.

H. Martin, Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers. S. 577.

P. Rieckmann, Absorption von Ultraschall in Quecksilber. S. 582.

J. Stark, Experimentelle Widerlegung der statistischen Auffassung des Bohrschen Atommodells. S. 590.

J. Stark, Über die Feinstruktur der Wasserstofflinien. S. 591.

R. Hilsch, Die optische Absorption supraleitender Zinnschichten. S. 592.

R. Hilsch, Eine Nebelkammer für Vorlesungsversuche. Mit Tafel XII. S. 594.

Besprechungen:

R. Feldtkeller, Einführung in die Siebschaltungstheorie der elektrischen Nachrichtentechnik. S. 595.

H. Brückmann, Antennen, ihre Theorie und Technik. Band 5. S. 596.

W. Bruhns, Petrographie (Gesteinskunde). S. 596.

Nachrichten. S. 596.

ABHANDLUNGEN

Untersuchung eines neuen Vorschlags zur Fourier-Analyse von Elektronenaufnahmen

Von P. Debye

Die von L. Pauling und L. O. Brockway[1]) angegebene Methode der Fourier-Analyse, welche die Autoren „Radial Distribution" Methode nennen, gab uns neulich Anlaß zu einigen kritischen Bemerkungen[2]). Es wurde festgestellt, daß die Methode an sich, rein theoretisch betrachtet, geeignet sei, einen guten Überblick über die im Molekül vorkommenden Atomabstände zu gewinnen, daß aber ihre praktische Durchführung wesentlich verbessert werden müsse, bevor die erwünschte und theoretisch erzielbare Präzision zu erreichen sei.

Neuerdings hat nun M. Rouault[3]) gegen das obengenannte Verfahren geltend gemacht, die Ausführung scheitere daran, daß die vorgeschriebene Integration nicht konvergiere. Er hat gleichzeitig ein neues Verfahren vorgeschlagen.

Im folgenden wird untersucht, ob die Konvergenzschwierigkeiten tatsächlich bestehen und ob das neue Verfahren von Rouault geeignet ist.

§ 1. Die Konvergenz des Verfahrens von Pauling und Brockway

Wenn N Moleküle eines Gases mit einem primären, parallelen Elektronenbündel der Intensität I_p bestrahlt werden und wenn man im (großen) Abstande R vom bestrahlten Gasvolumen die sekundäre Intensität I_s beobachtet, so gilt für die kohärente Sekundärstrahlung

$$\frac{I_s}{I_p} = N \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{1}{s^4} M \int \varrho e^{ik(\mathfrak{s}\mathfrak{r})} dV \Big|^2. \qquad (1)$$

Dabei ist e die Elektronenladung, E die Energie eines primären Elektrons, $\mathfrak{s}$ ein Vektor gleich der Differenz zweier Einheitsvektoren $\mathfrak{S}$ bzw. $\mathfrak{S}_0$ in Richtung des Sekundär- bzw. Primärstrahles, s der absolute Betrag von $\mathfrak{s}$. Ferner ist $\mathfrak{r}$ der Abstand eines Aufpunktes von einem im Molekül festgewählten Punkt, k steht für $2\frac{\pi}{\lambda}$, wobei λ die Wellenlänge der Elektronen ist, ϱ ist die Ladungsdichte im Aufpunkte als Zahl der Elementarladungen in der Volumeneinheit gemessen und dementsprechend mit Vorzeichen versehen, und dV ist das Volumenelement. Die Integration ist über ein Molekül zu erstrecken. Danach hat man von dem Integral das Quadrat seines absoluten Betrages zu nehmen, der durch die vertikalen Striche, zwischen denen das Integral eingeschlossen ist, angedeutet wurde, und schließlich ist von jenem Quadrat der Mittelwert M zu bestimmen für alle Orientierungen, welche das Molekül im Raum einnehmen kann.

Wenn nun eine gestreute Intensität I_s als Funktion von s/λ beobachtet wird, so daß

$$\frac{I_s}{I_p} = N \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{1}{s^4} B\left(\frac{s}{\lambda}\right), \qquad (2)$$

dann ist die Funktion $B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ als bekannt anzu-

1) L. Pauling und L. O. Brockway, Journ. Amer. Chem. Soc. **57**, 2684, 1935.

2) P. Debye und M. H. Pirenne, Ann. d. Phys. (5) **33**, 617, 1938.

3) M. Rouault, C. R. **208**, 1290, 1939; Thèse, Faculté des sciences, Université de Paris, 1939 (Verlag Masson & Cie., Paris).

sehen. Definiert man andererseits eine Dichtefunktion $D(r)$ durch den Ansatz[1])

$$D(r) = \int \varrho_1 \, dV \int \varrho_2 \frac{d\Omega_2}{4\pi} , \qquad (3)$$

so läßt sich D aus B bestimmen auf Grund der Beziehung

$$r D(r) = 2 \int \frac{s}{\lambda} B\left(\frac{s}{\lambda}\right) \sin 2\pi r \frac{s}{\lambda} \, d\left(\frac{s}{\lambda}\right) . \qquad (4)$$

Das Verfahren von Pauling und Brockway besteht in der Ausführung dieses Integrals für eine Reihe von Abstandswerten r. Fällt r mit einem der im Molekül vorkommenden Atomabstände zusammen, so soll $D(r)$ für diesen Wert ein Maximum zeigen.

Rouault argumentiert nun folgendermaßen. Für größere Werte von $\frac{s}{\lambda}$ sind es nur mehr die Atomkerne, welche noch merklich streuen, und dann kann man bekanntlich nach Gleichung (1) berechnen:

$$\frac{I_s}{I_p} = N \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{1}{s^4} \sum_p \sum_q z_p z_q \frac{\sin k s r_{pq}}{k s r_{pq}} . \qquad (5)$$

Dabei sind die Kerne mit den Zahlen p oder q numeriert, z_p bzw. z_q bedeutet die Kernladungszahl des betreffenden Kernes, und r_{pq} ist der Abstand vom Kern p bis zum Kern q. Nach dieser Rechnung hätte man also für die Funktion $B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ im Bereiche größerer Werte von s/λ einen Verlauf nach der Formel

$$B\left(\frac{s}{\lambda}\right) = \sum_p \sum_q z_p z_q \frac{\sin 2\pi r_{pq} \frac{s}{\lambda}}{2\pi r_{pq} \frac{s}{\lambda}} \qquad (6)$$

zu erwarten. Im Integral (4) kommt indessen das Produkt $\frac{s}{\lambda} B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ vor. Dieses Produkt wird nach Formel (6) eine Summe von einfachen Sinusfunktionen, und das Integral (4) konvergiert nicht.

Formal ist gegen dieses Argument nichts zu sagen; es ist aber dennoch nicht stichhaltig, weil die Voraussetzungen für die strenge Gültigkeit der Formel (5), welche man allerdings meistens ohne Kommentar wiedergegeben findet, nicht erfüllt sind. Für die Ableitung von Formel (5) muß angenommen werden, daß das Kerngerüst des Moleküls ein absolut starres Gebilde sei. Das ist nicht der Fall. Schon wegen der thermischen Atomschwingungen wird die relative Lage der Kerne bis zu gewissem Grade unbestimmt, und selbst wenn thermisch keine Schwingungen mehr merklich angeregt sind, bleibt noch die der Nullpunktsenergie entsprechende Unbestimmtheit der Lage bestehen. Berücksichtigt man diesen Umstand, so müssen die Faktoren z_p bzw. z_q in Formel (6) noch multipliziert werden mit Funktionen, die für große Werte von s/λ exponentiell verschwinden. In der Tat ist also Konvergenz der in Formel (4) vorgeschriebenen Integration vorhanden.

Weil die Amplitude der Kernschwingungen klein ist, verglichen mit den Kernabständen, kann sich ihr Einfluß erst bei den höheren Ordnungen der Interferenzmaxima bemerklich machen. Dementsprechend ist es möglich, daß die Kurve $\frac{s}{\lambda} B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ in ihrem anfänglichen Verlauf den Eindruck einer Summe einfacher Sinusfunktionen verschiedener Perioden macht. Die Aufgabe ist die, aus einer solchen Gesamtkurve die darin enthaltenen verschiedenen Perioden zu bestimmen, eine Aufgabe, die auch sonst bekannt ist. Pauling und Brockway verwenden zur Lösung dieser Aufgabe das Integral (4), wobei einige Geschicklichkeit aufgewendet werden muß, da nur ein Stück der Funktion $\frac{s}{\lambda} B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ und dieses nur unvollkommen bekannt ist. Es dürfte aber klar sein, daß prinzipiell gegen das Verfahren nichts eingewendet werden kann.

§ 2. Das neue von Rouault vorgeschlagene Verfahren

Die Formel (1) für die Streuintensität ist nicht die, welche man als sogenannte Bornsche Näherung unmittelbar auf Grund der wellenmechanischen Rechnung erhält. Man bekommt zunächst das Resultat

$$\frac{I_s}{I_p} = N \frac{(e^2/E)^2}{R^2} \frac{\pi^2}{e^2 \lambda^4} M \left| \int \Phi e^{i k (s r)} dV \right|^2 , \qquad (7)$$

wobei Φ das elektrische Potential im Aufpunkt bedeutet. Unter Verwendung der Potentialgleichung wird nachträglich die Form (7) in die Form (1) umgewandelt.

Rouault schlägt nun vor, von Formel (7) auszugehen und darauf die Fourier-Analyse aufzubauen. Das geht formal ebenso wie mit Gleichung (1) und führt zu folgendem Ergebnis. Man definiert mit Hilfe des Potentials an Stelle der Dichte eine neue Dichtefunktion $D'(r)$ durch den Ansatz

$$D'(r) = \int \Phi_1 \, dV \int \Phi_2 \frac{d\Omega_2}{4\pi} . \qquad (8)$$

[1]) Vgl. P. Debye und M. H. Pirenne, l. c.

Ist dann durch die Beobachtung der Streuintensität der Verlauf der Funktion $B'\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ bekannt nach der Definition

$$\frac{I_s}{I_p} = N\,\frac{(\varepsilon^2 E)^2}{R^2}\,\frac{\pi^2}{\varepsilon^2\lambda^4}\,B'\left(\frac{s}{\lambda}\right), \qquad (9)$$

so kann daraus die Dichtefunktion $D'(r)$ berechnet werden mit Hilfe der Beziehung

$$rD'(r) = 2\int \frac{s}{\lambda}\,B'\left(\frac{s}{\lambda}\right)\sin 2\pi r\,\frac{s}{\lambda}\,d\left(\frac{s}{\lambda}\right). \qquad (10)$$

Beim alten Verfahren muß man nach Formel (2) erst die beobachteten Intensitätswerte mit s^4 multiplizieren, um die Funktion $B\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ zu erhalten. Das führt bei dem bisher üblichen Aufnahmeverfahren ohne Sektor zu großen Schwierigkeiten, da bekanntlich die Interferenzringe auf solchen Aufnahmen in der Photometerkurve kaum zu erkennen sind. Dagegen sind nach Gleichung (9) die Ordinaten der Funktion $B'\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ den Ordinaten der unbehandelten Photometerkurve proportional. Darin sieht Rouault den Vorteil. Soll aber das Verfahren zum Ziel führen, so muß schließlich die Kurve der Dichtefunktion $D'(r)$ so beschaffen sein, daß sie sich für jene Werte von r, welche den Kernabständen gleich sind, besonders charakteristisch verhält. In der ursprünglichen beobachteten Kurve $B'\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ sind die entsprechenden Wellungen aber nur sehr schwach angedeutet. Man wird daher zunächst daran zweifeln müssen, ob jene Abstandswerte sich nach Ausführung der in Gleichung (10) vorgeschriebenen Integration genügend bemerkbar machen werden. Um hierüber Aufschluß zu erhalten, habe ich einige Rechnungen durchgeführt.

Berücksichtigt man die Elektronen im Molekül mit Hilfe der bekannten Atomformfaktoren f, so kann man Gleichung (1) die Form geben:

$$\frac{I_s}{I_p} = N\,\frac{(\varepsilon^2 E)^2}{R^2}\,\frac{\pi^2}{\varepsilon^2\lambda^4}\,\frac{\varepsilon^2}{\pi^2}\,\frac{1}{(s\lambda)^4}\sum_p{}'\sum_q{}'(z_p - f_p)(z_q - f_q)\,\frac{\sin ks r_{pq}}{ks r_{pq}}. \qquad (11)$$

Es ist danach

$$B'\left(\frac{s}{\lambda}\right) = \frac{\varepsilon^2}{\pi^2}\,\frac{1}{\left(\frac{s}{\lambda}\right)^4}\sum_p{}'\sum_q{}'(z_p - f_p)(z_q - f_q)\,\frac{\sin 2\pi r_{pq}\frac{s}{\lambda}}{2\pi r_{pq}\frac{s}{\lambda}}. \qquad (12)$$

Als Beispiel soll ein zweiatomiges Molekül gewählt werden, das aus zwei gleichen Atomen im Abstande l besteht; für diesen Fall ist dann

$$B'\left(\frac{s}{\lambda}\right) = \frac{2}{\pi^2}\,\frac{\varepsilon^2\left(1-\frac{f}{z}\right)^2}{\left(\frac{s}{\lambda}\right)^4}\left[1 + \frac{\sin 2\pi l\frac{s}{\lambda}}{2\pi l\frac{s}{\lambda}}\right]. \qquad (12')$$

Damit die in Gleichung (10) vorgeschriebene Integration einen endlichen Wert liefert, darf die Funktion $B'\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ für kleine Werte von $\frac{s}{\lambda}$ nicht unendlich werden. In Wirklichkeit ist dafür gesorgt durch das Verhalten des Atomformfaktors, der sich in der Grenze für $\frac{s}{\lambda} = 0$ so verhält, daß $\left(1-\frac{f}{z}\right)$ proportional $\left(\frac{s}{\lambda}\right)^2$ wird. Es würde aber sehr viel unnötige Arbeit bedeuten, wollte man für f die nur in Form von Kurven oder Tabellen nach Hartree vorliegenden Werte von $f\left(\frac{s}{\lambda}\right)$ benutzen. Ich habe es deshalb vorgezogen, das Verhalten des Atomformfaktors zu interpolieren mit Hilfe des Ansatzes

$$\frac{f}{z} = e^{-2\pi a\frac{s}{\lambda}} \qquad (13)$$

unter Einführung einer Länge a, welche die Ausdehnung der Elektronenwolke des Atoms kennzeichnet. Gleichung (13) gibt nur in großen Zügen den Verlauf von $\frac{f}{z}$ wieder. Es ist, wie es sein muß, $\frac{f}{z} = 1$ für $\frac{s}{\lambda} = 0$, und es verschwindet der Atomformfaktor für $\frac{s}{\lambda} = \infty$. Ferner kann a so gewählt werden, daß die Interpolation und die tatsächliche Kurve dort zusammenfallen, wo

die Ordinaten dem Bruchteil $\frac{1}{e}$ der Anfangsordinate gleich sind. Es wird aber beispielsweise der Verlauf von $1-\frac{f}{z}$ durch die Interpolationsformel für ganz kleine Werte von $\frac{s}{\lambda}$ nicht richtig wiedergegeben, denn nach Gleichung (13) verschwindet $\left(1-\frac{f}{z}\right)$ hier nur wie $\frac{s}{\lambda}$ und nicht wie $\left(\frac{s}{\lambda}\right)^2$, was aber, wie man leicht sieht, die Konvergenz des Integrals (10) nicht beeinträchtigt. Im übrigen kann man sich durch eine Zeichnung davon überzeugen, daß für den vorliegenden Zweck die einfache Interpolation (13) genügt, um so mehr, als ja schließlich für die Bestimmung der Kernabstände die Details in der Abschirmung des Kernfeldes durch die Elektronen nicht von ausschlaggebender Bedeutung sein können.

Setzt man nun abkürzend

$$2\pi a\frac{s}{\lambda}=u\,, \tag{14}$$

so wird nach Gleichung (10) und (12′)

$$D'(r)=16z^2e^2a\frac{F(\xi,\xi_0)}{\xi} \tag{15}$$

mit

$$\xi=\frac{r}{a}\qquad\text{und}\qquad\xi_0=\frac{l}{a}\,, \tag{15'}$$

während die Funktion F durch das Integral

$$F(\xi,\xi_0)=\int_0^\infty(1-e^{-u})^2\left[1+\frac{\sin\xi_0u}{\xi_0u}\right]\sin\xi u\,\frac{du}{u^3} \tag{15''}$$

zu definieren ist.

Die spezielle Form (13) ist so gewählt worden, daß das Resultat der Integration (15″) mit Hilfe elementarer Funktionen ausgedrückt werden kann. Nach einiger Rechnung kann das Ergebnis folgendermaßen zusammengefaßt werden.

Setzt man

$$\left.\begin{aligned}\Psi(\alpha)&=\left(2\operatorname{arctg}\frac{\alpha}{2}-\operatorname{arctg}\alpha\right)+\alpha\ln\frac{4+\alpha^2}{1+\alpha^2}-\alpha^2\left(\frac{\pi}{4}+\frac{1}{2}\operatorname{arctg}\frac{\alpha}{2}-\operatorname{arctg}\alpha\right)\\ \chi(\alpha)&=\frac{1}{6}\ln\frac{(4+\alpha^2)^2}{1+\alpha^2}-\frac{\alpha}{2}\left(2\operatorname{arctg}\frac{\alpha}{2}-\operatorname{arctg}\alpha\right)-\frac{\alpha^2}{4}\ln\frac{4+\alpha^2}{1+\alpha^2}\\ &\quad+\frac{\alpha^3}{12}\left(\frac{\pi}{2}-2\operatorname{arctg}\alpha+\operatorname{arctg}\frac{\alpha}{2}\right),\end{aligned}\right| \tag{16}$$

so wird

$$D'(r)=16z^2e^2a\left[\frac{\Psi(\xi)}{\xi}+\frac{\chi(\xi-\xi_0)-\chi(\xi+\xi_0)}{\xi\xi_0}\right]. \tag{17}$$

Für kleine Werte von α gilt die Entwicklung

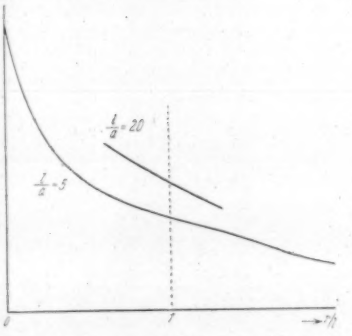
$$\left.\begin{aligned}\Psi(\alpha)&=\alpha\ln4-\frac{\pi}{4}\alpha^2+\frac{1}{4}\alpha^3-\frac{1}{32}\alpha^5+\cdots,\\ \chi(\alpha)&=\frac{2}{3}\ln2-\frac{\alpha^2}{2}\ln2+\frac{\pi}{24}\alpha^3-\frac{1}{32}\alpha^4+\cdots,\end{aligned}\right| \tag{18}$$

für große Werte von α ist

$$\left.\begin{aligned}\Psi(\alpha)&=\frac{\pi}{2}-\frac{1}{\alpha}+\frac{1}{2}\frac{1}{\alpha^3}-\frac{3}{5}\frac{1}{\alpha^5}+\cdots,\\ \chi(\alpha)&=-\frac{\pi}{4}\alpha+\frac{1}{2}\ln\alpha+\frac{7}{12}+\frac{1}{8}\frac{1}{\alpha^2}-\frac{3}{40}\frac{1}{\alpha^4}+\cdots\end{aligned}\right| \tag{18'}$$

Ich habe nun einmal $\xi_0=\frac{l}{a}=5$ gewählt und dann nach Gleichung (16) und (17) den Verlauf von $D'(r)$ numerisch berechnet. In der Figur ist zur Illustrierung von D' die Klammer von Gleichung (17) als Funktion von $\frac{r}{l}$ dargestellt. Soll das neue Verfahren von Rouault praktisch

brauchbar sein, so sollte die Kurve für $\frac{r}{l} = 1$ eine auffallende Besonderheit zeigen. Das ist



nicht der Fall. Wohl hat die Funktion $\chi(\xi - \xi_0)$, die in Gleichung (17) vorkommt, für $\xi = \xi_0$ (das heißt für $\frac{r}{l} = 1$) ein Maximum, wie aus der Entwicklung in Gleichung (18) hervorgeht. Dieses ist aber viel zu flach, um Bedeutung gewinnen zu können. Nun sind allerdings die Elektronenwolken meistens stärker um den Kern konzentriert, als durch $\xi_0 = \frac{l}{a} = 5$ ausgedrückt wird. Eine Wahl, welche mittleren Verhältnissen bei Molekülen aus leichteren Atomen besser gerecht wird, wäre etwa $a = 0{,}1$ Å, $l = 2$ Å. Mit dieser Annahme wird $\xi_0 = 20$. Um auch diesen Fall zu übersehen, ist in der Figur für diesen letzteren Fall noch ein Stück der Kurve (mit 50fach vergrößerten Ordinaten) gezeichnet. Der Punkt $\frac{r}{l} = 1$ ist auch jetzt praktisch nicht ausgezeichnet.

Zusammenfassend ergibt sich also: Beim Verfahren von Pauling und Brockway sind keine Konvergenzschwierigkeiten zu erwarten; das von Rouault vorgeschlagene neue Verfahren dürfte praktisch daran scheitern, daß mittels seiner Dichtekurve die gesuchten Werte für die Atomabstände nicht genügend hervorgehoben werden.

Berlin, Max Planck-Institut, 22. August 1939.

(Eingegangen 23. August 1939)

Empfindlichkeit und Frequenzcharakteristiken eines neuen elektrodynamischen Erschütterungsmessers[1])

Von H. Martin

1. Einleitung

Die Schaffung der neuen Ringspaltmagnete, wie sie z. B. von der Firma C. Kuhbier u. Sohn in Dahlerbrück W. hergestellt werden, hat die Möglichkeit mit sich gebracht, elektrodynamische Seismometer einfacher Bauart bei großer Leistungsfähigkeit herzustellen. Diese Apparate sind bei Verwendung entsprechender Galvanometer (Oszillographen) sowohl als Erschütterungsmesser als auch als Stationsseismometer verwendbar. Sie zeichnen sich durch das geringe Gewicht der schwingenden Masse (0,02 bis 1,0 kg) aus. Außerdem ist es möglich, ihre Empfindlichkeit ohne jegliche Verstärkung mit den zur Zeit vorhandenen Galvanometern auf einige 10000fache Vergrößerung zu bringen, so daß die Apparate auch in weitem Umfange zur seismischen Bodenforschung Anwendung finden können. Da es sich dabei um fernregistrierende Instrumente handelt, hat man zugleich die große Annehmlichkeit, die mit dem von der Beobachtungsstation getrennten Registrierpunkt, der bequemen Empfindlichkeitsänderung durch Einschaltung von Widerständen und der Konstanz des Nullpunktes verbunden ist.

Im folgenden sollen die vom Verfasser konstruierten Instrumente besprochen werden, wobei im wesentlichen nur auf die Horizontalseismometer eingegangen wird.

2. Theorie

Die Schwingungsdifferentialgleichung eines auf dem Prinzip der trägen Masse beruhenden Systems (Seismometer) lautet:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2\varepsilon_s \frac{d\xi}{dt} + \omega_s^2 \cdot \xi = -C_1 \cdot \frac{d^2x}{dt^2} . \qquad (1)$$

Beim elektrodynamischen Seismometer wird nicht die relative Bewegung ξ, sondern deren Geschwindigkeit von einem zweiten schwingungsfähigen System (Galvanometer) entsprechend der Gleichung

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\varepsilon_a \cdot \frac{dq}{dt} + \omega_a^2 \cdot q = C_2 \cdot \frac{d\xi}{dt} \qquad (2)$$

aufgezeichnet. In Gleichung (1) und (2) bedeuten

ξ = relative Bewegung
ε_s = Dämpfungskonstante
ω_s = ungedämpfte Eigenfrequenz
C_1 = Konstante

} des Seismometers

[1]) Vortrag von der Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 17. und 18. Juni 1939 in Halle.

q = Ausschlag
ε_G = Dämpfungskonstante
ω_G = ungedämpfte Eigenfrequenz
C_2 = Konstante
x = Bodenbewegung
} des Galvanometers

Setzen wir die Erregung als sinusförmige Schwingung in der Form $x = C \cdot \sin \omega t$ an, so ist für den Galvanometerausschlag im stationären Zustand[1]) der Resonanzfaktor

$$q = A \cdot C \cdot \frac{\omega^3}{\sqrt{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 + 4\varepsilon_s^2 \cdot \omega_s^2 \cdot \omega^2}} \times \frac{1}{\sqrt{(\omega_G^2 - \omega^2)^2 + 4\varepsilon_G^2 \cdot \omega_G^2 \cdot \omega^2}} \quad (3)$$

Auf die in der Konstante A enthaltenen Faktoren wird bei der Besprechung der Empfindlichkeit eingegangen werden.

Über die in Gleichung (3) enthaltenen Möglichkeiten, die durch Verwendung von Seismometern und Galvanometern mit verschiedenen Eigenfrequenzen gegeben sind, verschaffen wir uns dadurch einen Überblick, daß wir für alle Instrumente aperiodische Dämpfung voraussetzen. Dann lautet Gleichung (3) unter Weglassung der Konstanten:

$$q \sim \frac{\omega^3}{(\omega_s^2 + \omega^2)(\omega_G^2 + \omega^2)}, \quad (4)$$

und wir erhalten folgende Spezialfälle:

$\omega_s \gg \omega$ Seismometer: Beschleunigungsmesser,
$\omega_G \gg \omega$ Galvanometer: hohe Eigenfrequenz.
$q \sim \omega^3$ Aufzeichnung proportional dem Ruck.
$\omega_s \ll \omega$ Seismometer: Schwingwegmesser,
$\omega_G \gg \omega$ Galvanometer: hohe Eigenfrequenz.
$q \sim \omega$ Aufzeichnung proportional der Geschwindigkeit.
$\omega_s \gg \omega$ Seismometer: Schwingwegmesser,
$\omega_G \ll \omega$ Galvanometer: geringe Eigenfrequenz.
$q \sim \omega$ Aufzeichnung proportional der Geschwindigkeit.
$\omega_s \ll \omega$ Seismometer: Schwingwegmesser,
$\omega_G \ll \omega$ Galvanometer: geringe Eigenfrequenz.
$q \sim \frac{1}{\omega}$ Aufzeichnung proportional dem integrierten Schwingweg.

3. Erschütterungsmesser mit großer Masse (0,5 bis 1,0 kg)

Die Maße des von mir zu allen Versuchen benutzten Ringspaltmagneten sind:

Länge	11 cm	Feldstärke	10000 Gauß
Breite	8 cm	Spaltbreite	1 mm
Höhe	5 cm	Spalttiefe	5 mm
Gewicht	2 kg	Ringspaltdurchmesser	26 mm

In Fig. 1 ist der Erschütterungsmesser ($f_0 = 1$ Schw./sec) abgebildet, und die wesentlichsten Teile sind besonders gekennzeichnet

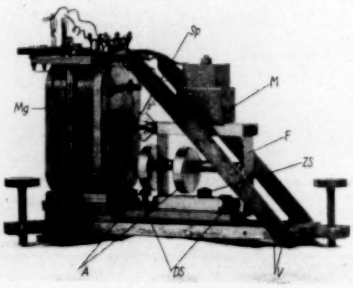


Fig. 1. Elektrodynamischer Erschütterungsmesser. M = Masse, F = Feder, A = Arretierung. Maßstab 1 : 4,4.

worden. Drei Druckschrauben DS und die Zugschraube ZS dienen dazu, die Magnetspule Sp im Ringspalt des Magneten Mg zu justieren. Auf die beiden Versteifungsstäbe V komme ich noch zurück.

Zur Aufzeichnung der Induktionsströme wurden bei den Erschütterungsmessungen Zeißsche Schleifenregistriergalvanometer verwendet. (Empfindlichkeit $4{,}5 \cdot 10^{-8}$ Amp.; $f_0 = 45$ Schw./sec; Dämpfung fast aperiodisch.)

b) Frequenzcharakteristik

Auf dem von mir beschriebenen[1]) und immer wieder mit bestem Erfolge verwendeten Schütteltisch wurde die Frequenzcharakteristik aufgenommen. Dabei wurde gleichzeitig noch entsprechend der in[2]) beschriebenen Weise der Schwingweg SH mit aufgezeichnet. Bei den in Fig. 2 und 3 aufgezeichneten Frequenzcharakteristiken bedeuten G Galvanometerausschlag und T Ausschlag des Schütteltisches. Obwohl in Fig. 2

[1]) Auf die Einschwingvorgänge werde ich an anderer Stelle zu sprechen kommen. Vgl. *).
*) H. Martin, Systematik der Einschwingvorgänge I. Veröffentlich. der Reichsanstalt für Erdbebenforschung. H. 34. Berlin 1938.

[1]) H. Martin, Ein neuer mechanischer Beschleunigungsmesser. Zeitschr. f. Geophys. **13**, 241—250, 1937.
[2]) H. Martin, Ein neuer Erschütterungsmesser und die Aufzeichnung nichtsinusförmiger Bewegungen. Zeitschr. f. Geophys. **15**, 24—30, 1939.

das Verhältnis SW/T der Theorie fast vollkommen entspricht — es muß das Verhältnis für alle Frequenzen konstant sein — wich zunächst das Verhältnis G/T von der Theorie sehr ab und hatte den in Fig. 2 dargestellten Verlauf. Erst nach Anbringung der Versteifungsstangen V in Fig. 1

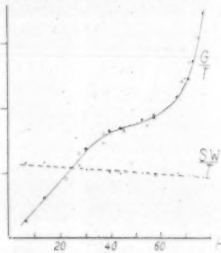


Fig. 2. Fehlerhafte Frequenzcharakteristik.

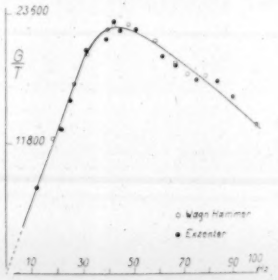


Fig. 3. Frequenzcharakteristik.

konnten vollkommen der Theorie entsprechende Frequenzcharakteristiken, wie eine solche Fig. 3 zeigt, erhalten werden. Die Frequenzcharakteristik in Fig. 3 entspricht der Formel (4) und lautet

$$\varphi \sim \frac{\varkappa}{\sqrt{(1-\varkappa^2)^2 + 4\,\varkappa^2 \cdot \varkappa^2}} \qquad (5)$$

mit den Werten

$$\varkappa = \frac{\omega}{\omega_G}; \qquad \omega_G = 283; \qquad \varkappa_G = 0{,}7.$$

Es wurde dabei ω_S gegenüber ω vernachlässigt. Außerdem war das Seismometer ungedämpft, weil entsprechend den Frequenzcharakteristiken in Fig. 2 und 3 die Eigenschwingung $f_0 = 1$ Hz stark vermindert wird.

In Fig. 3 sind die Ergebnisse zweier Meßreihen wiedergegeben, wobei die Erregung des Schütteltisches einmal durch eine rotierende exzentrische Masse und zum anderen durch eine nach dem Wagnerschen Hammerprinzip sich selbst erregende horizontal hin- und herschwingende Masse bewirkt wurde.

Aus den Fig. 2 und 3 geht die immer und immer wieder vom Verfasser bei den verschiedenen Erschütterungsmessern beobachtete Tatsache hervor, daß es keinerlei Schwierigkeiten macht, etwa bis 30 Schw. sec saubere Frequenzcharakteristiken aufzunehmen. Aber oberhalb 30 Hz beginnen die Schwierigkeiten, weil dann auch noch so feste Apparateteile kleinster Bewegungsmöglichkeit mitschwingen. So lag der Grund für den abweichenden Verlauf der Kurve G/T in Fig. 2 darin, daß der festeingeklemmte Magnet in Fig. 1 doch noch auf der 10 mm dicken Grundplatte Schwingungen ausführen konnte, die erst durch die Versteifung V unmöglich gemacht wurden.

c) Empfindlichkeit

Bei der Verwendung von Ringspaltmagneten hat man den großen Vorteil eines homogenen Feldes. Man kann damit die Nachteile anderer Konstruktionen z. B. des Benioff Seismometers[1]) vermeiden, die inhomogene Magnetfelder mit sich bringen, wobei ich nur auf die große Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Spaltbreite und die Notwendigkeit der Verwendung großer Massen hinweisen will.

Die erreichbare Empfindlichkeit des neuen Erschütterungsmessers läßt sich theoretisch in einfacher Weise berechnen. Dabei kommen außer den Daten für das Magnetfeld noch folgende in Betracht:

Spulenbreite $= b$	Materialkonstante $= c$;
Drahtradius $= r$	für Kupfer $= 0{,}017$ (Widerstand von 1 m beim Querschnitt von 1 mm²)
Windungszahl $= n$	
Spulenumfang $= U$	
Anzahl der Lagen $= n'$	Spulenwiderstand $= w_S$
Geschwindigkeit $= v$	Galvan. Widerstand $= w_G$
	Äußerer Widerst. $= w$

Der größte erreichbare Strom ergibt sich aus der Beziehung:

$$I = \frac{H \cdot n \cdot U \cdot v}{w_{sp} + w_G + w} \cdot 10^{-8} = \frac{H \cdot n' \cdot b \cdot \pi \cdot r^2 \cdot v}{n' \cdot c \cdot b \cdot U + 2\pi r^3 (w_G + w)} \cdot 10^{-8}\ \text{Amp.} \qquad (6)$$

1) G. Fritzsche, Untersuchungen über die von Maschinen, Fahrzeugen und Wind hervorgerufenen Boden- und Gebäudeerschütterungen nach Registrierungen eines Benioff-Vertikal-Seismographen. Diss. Leipzig 1937.

Als Radius für den günstigsten Drahtquerschnitt berechnet sich daraus

$$r = \sqrt[3]{\frac{n' \cdot c \cdot b \cdot U}{\pi \cdot (w_G + w)}} \qquad (7)$$

Die Spulen wurden 6 mm breit bewickelt, um damit Unsymmetrien des Ausschlages zu vermeiden und das Streufeld auszunutzen. Aus konstruktiven Gründen wurde die Anzahl n' der Lagen zu 2 gewählt, weil eine größere Anzahl ein freies Schwingen der Spule im Spalt erschwerte. Mit den eingesetzten Werten berechnet man aus Gleichung (7) für den Galvanowiderstand $w_G = 20$ Ohm und den Außenwiderstand $w = 0$

$$r = \sqrt[3]{\frac{2 \cdot 0{,}017 \cdot 6 \cdot 0{,}0816}{\pi \cdot 20}} = 0{,}064 \text{ mm}.$$

Bei den theoretischen Überlegungen sind die, wenn auch sehr dünne, Isolierschicht des Drahtes und die Fehler bei der Spulenwicklung nicht berücksichtigt.

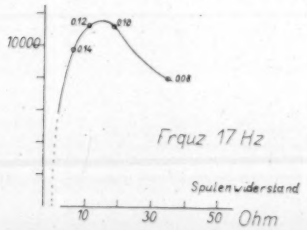


Fig. 4. Experimentell ermittelter günstigster Drahtdurchmesser.

In Fig. 4 ist die Abhängigkeit der experimentell ermittelten Vergrößerung bei ein und derselben Frequenz und Schwingweite für Spulen mit verschiedenem Drahtdurchmesser gezeichnet, wobei als Abszisse der Spulenwiderstand angegeben ist. Als günstigster Drahtradius ergibt sich daraus ein solcher von $r = 0{,}055$ mm für die erreichbare Vergrößerung von 11500 bei 17 Hertz.

4. Erschütterungsmesser mit kleiner Masse (20 bis 30 g)

In Fig. 5 ist ein Erschütterungsmesser mit der kleinen schwingenden Masse von 27 g dargestellt, den ich eigenhändig gebaut habe. Als elastische Kraft wurden zwei kreuzweis gespannte Stahldrähte, die an vier Böcken befestigt sind, verwendet. Ein solches System kann als Horizontal- und als Vertikalerschütterungsmesser Verwendung finden. Es ist wegen seiner hohen Frequenz jedoch nur dann praktisch zu gebrauchen, wenn es stark gedämpft ist. Die Dämpfung habe ich mit Hilfe des Luftspaltes LS

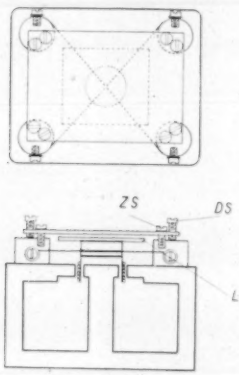


Fig. 5. Schematische Zeichnung des elektrodynamischen Erschütterungsmessers mit kleiner Masse.

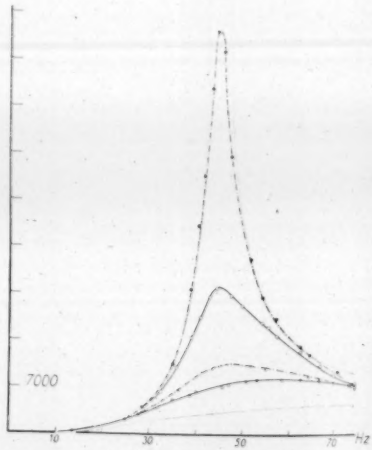


Fig. 6. Experimentell ermittelte Resonanzkurven.

erreicht, der mit Zug- und Druckschrauben (ZS und DS) eingestellt und verändert werden kann. In Fig. 6 sind experimentell aufgenommene Resonanzkurven wiedergegeben. Die Aufnahme

dieser Kurven erfolgte auf dem horizontalen Schütteltisch, und das System stand senkrecht. Jede Resonanzkurve gilt für einen bestimmten Luftspalt. Berechnet sind allein die beiden punktierten Kurven für ein ungedämpftes und aperiodisch gedämpftes System. Dabei wurde ein System mit 108 Ohm und das schon erwähnte Zeißsche Schleifengalvanometer verwandt. Auf dieses System bezieht sich auch der in Fig. 6 als Ordinatenmaßstab angegebene Wert 7000. Aus Fig. 6 sieht man sehr schön, daß man in einem weiten Bereich (40–80 Hertz) bei starker Dämpfung ein wenig schwankendes Vergrößerungsverhältnis erreichen kann.

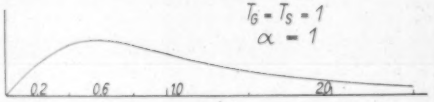


Fig. 7. Frequenzcharakteristik für aperiodisch gedämpftes Seismometer und Galvanometer mit der gleichen Schwingungsdauer von 1 Sekunde.

5. Stationsseismometer

Aber auch als Nahbebeninstrument für seismische Stationen ist das beschriebene Instrument äußerst geeignet. Die Schwingungsdauern der Nahbeben liegen in der Größenordnung von 0,1–2 sec. Entsprechend der Frequenzcharakteristik in Fig. 3 nimmt die Empfindlichkeit eines kurzperiodischen Registrierinstrumentes für längere Schwingungsdauer stark ab. Aus diesem Grunde wählt man ein Registrierinstrument mit einer Schwingungsdauer der Größenordnung von einer Sekunde. Für ein Seismometer und ein Galvanometer mit der gleichen Schwingungsdauer von 1 sec und aperiodischer Dämpfung hat die Frequenzcharakteristik den in Fig. 7 dargestellten Verlauf.

In Fig. 8 ist ein Seismometer mit Öldämpfung D wiedergegeben. Die Justierbarkeit der Spule Sp im Spalt des Magnetfeldes wurde bei dieser Konstruktion durch vier Schrauben S ermöglicht, mit denen der Bock für die Spule befestigt war.

Die Prüfung der Verwendbarkeit als Nahbebeninstrument gab die große Moorsprengung (20000 kg) in Saarmund am 15. Dezember 1938. Als Galvanometer wurde ein Mirravi-Instrument von Hartmann & Braun (Empfindlichkeit $2{,}2\ 10^{-8}$ Amp.; $T_0 = 1{,}6$ sec; innerer Widerstand 70 Ohm, Preis 70.– RM.) verwendet. Auf diese Weise wurde in Jena (Entfernung 200 km) eine Aufzeichnung gewonnen, deren Anfang in natürlicher Größe in Fig. 9 wiedergegeben ist. Diese Sprengung wurde auch vom rußregistrierenden 17 t-Pendel der Reichsanstalt für Erdbebenforschung mit 2000facher Vergrößerung aufgezeichnet. Ich habe die galvanometrische Registrierung auf den Zeitmaßstab des 17 t-Pendels (6 cm pro Minute) verkleinert und beide Registrierungen zusammen photographiert. Davon stellt Fig. 10 eine Vergrößerung dar. Vor dem Einsatz A stimmen die beiden Aufzeichnungen nicht gut überein. Es scheint hier jedoch eine Rauhigkeit im Rußpapier vorhanden gewesen

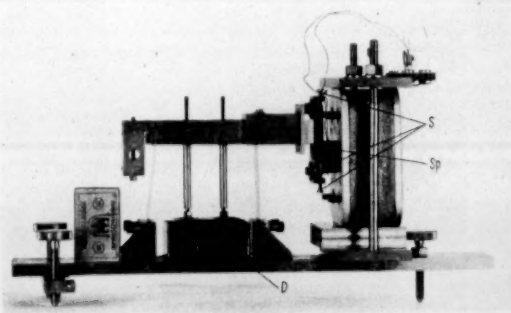


Fig. 8. Elektrodynamisches Seismometer. Maßstab 1 : 4,4.

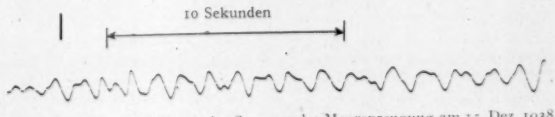


Fig. 9. Teil der Aufzeichnung der Saarmunder Moorsprengung am 15. Dez. 1938 in Jena (Entfernung 200 km) mit Hilfe des neuen elektrodynamischen Seismometers in natürlicher Größe.

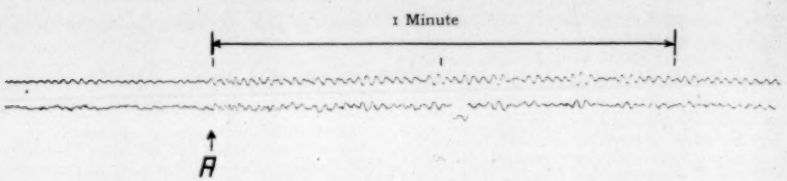


Fig. 10. Aufzeichnung der Saarmunder Moorsprengung am 15. Dez. 1938 durch das neue elektrodynamische Seismometer (obere Kurve verkleinerte Wiedergabe) und das 17 t-Pendel der Reichsanstalt für Erdbebenforschung (untere Kurve vergrößerte Wiedergabe).

zu sein, die die Seismometernadel gehemmt hat. Nach dem Einsatz bei A ist die Übereinstimmung der Ausschläge eine sehr gute. Dabei muß man allerdings berücksichtigen, daß bei der galvanometrischen Registrierung die Oberschwingungen um 90° phasenverschoben sind. Es ist meines Wissens das erstemal, daß es möglich gewesen ist, zwei derartige Registrierungen wegen des gleichen Zeitmaßstabes direkt vergleichen zu können.

Die Empfindlichkeit der beschriebenen Apparatur läßt sich durch die Anpassung des Widerstandes der Induktionsspule, der im vorliegenden Falle 180 Ohm betrug, an den Galvanometerwiderstand noch um das 2–3fache steigern. Bei vollster Ausnutzung ist aber auf eine Rückwirkung der beiden schwingenden Systeme entsprechend den Ausführungen von Schmerwitz[1]) Rücksicht zu nehmen.

6. Praktische Folgerungen

Durch die Wahl der Instrumentenkonstanten kann man jede beliebige Frequenzcharakteristik in ziemlich weiten Grenzen erreichen. Ferner ist die Möglichkeit vorhanden, in denselben Stromkreis zwei verschiedene Galvanometer einzuschalten. Andererseits aber besteht mit den vom Verfasser beschriebenen Konstruktionen die Möglichkeit, dasselbe Seismometer mit zwei Spulen zu versehen. Die zweifache Aufzeichnung desselben Erschütterungsvorganges mit verschiedenartigen Schwingungselementen bringt große Vorteile mit sich, auf die der Verfasser schon wiederholt hingewiesen hat[2])[3]). Endlich sei darauf aufmerksam gemacht, daß es keine Schwierigkeiten macht, an vorhandenen Stationsseismometern eine in einem Ringspaltmagneten schwingende Spule anzubringen und neben der Rußregistrierung die Vorteile der galvanometrischen Registrierung voll auszunutzen.

Für die Untersuchungen von Verkehrserschütterungen und die seismische Bodenforschung haben die beschriebenen Erschütterungsmesser den großen Vorteil der Handlichkeit und steten Meßbereitschaft ohne Verstärker. Für Stationsseismometer bieten sie wegen ihrer geringen Herstellungskosten die Möglichkeit, viele Stationen mit denselben Apparaten versehen und damit nach bewährtem amerikanischem Vorbild[1]) die Aufzeichnungen der einzelnen Stationen auch hinsichtlich der Schwingweiten auswerten zu können.

1) G. Schmerwitz, Der Kopplungsfaktor bei galvanometrisch registrierenden Seismographen. Zeitschr. f. Geophys. **12**, 206—220, 1936.
2) A. a. O.
3) H. Martin, Einschwingvorgänge und ihre Bedeutung bei der Aufzeichnung von stoßähnlichen Erschütterungen. Veröffentlichungen der Reichsanstalt für Erdbebenforschung, H. 26. Leipzig 1935.

1) Ch. F. Richter, An instrumental Earthquake Magnitude Scale. Bull. of the Seismol. Soc. of America. **25**, 1–32, 1935.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Juli 1939.

(Eingegangen 22. Juli 1939)

Absorption von Ultraschall in Quecksilber

Von P. Rieckmann —

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung.
2. Die Meßmethode.
3. Vermeidung von Fehlern.
4. Die Versuchsanordnung.
5. Messungen.
6. Meßergebnisse.

Die klassische Theorie der Schallabsorption, die von Stokes[1]) und Kirchhoff[2]) entwickelt worden ist, deutet die Absorption als Folge von innerer Reibung und Wärmeleitung. Es ergibt sich die Formel

$$\alpha = 4\pi^2 \frac{\nu^2}{\varrho v^3} \left(\frac{4}{3}\mu + \frac{\frac{c_p}{c_v} - 1}{c_p} \cdot K \right), \qquad (1)$$

wo α den Absorptionskoeffizienten für die Schallintensität, ν die Frequenz, ϱ die Dichte, v die Schallgeschwindigkeit, μ den Koeffizienten der inneren Reibung und K die Wärmeleitfähigkeit bedeuten.

1) G. G. Stokes, Math. phys. Papers **1**, 75, 1880.
2) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **134**, 177, 1868.

Bei den einatomigen Gasen stimmen die gemessenen Koeffizienten gut mit den nach der klassischen Theorie berechneten überein, dagegen ist bei den mehratomigen Substanzen die Absorption um ein Vielfaches größer. Der Grund ist darin zu suchen, daß in der obigen Theorie die Vorgänge im Molekül nicht berücksichtigt sind. Nach Kneser[1]) muß als weitere Ursache die molekulare Absorption angenommen werden: Wenn die Einstelldauer des thermischen Gleichgewichtes von der Größenordnung der Schallschwingungsdauer ist, sind die von der Schallwelle verursachten Zustandsänderungen nicht mehr reversibel. Der Austausch zwischen Translations- und Schwingungs- bzw. Rotationsenergie kann dem raschen Wechsel von Verdichtung und Verdünnung nicht mehr folgen. Es wird dann dem Schall dauernd Energie entzogen und irreversibel in Wärme verwandelt.

Während die Schallabsorption in Gasen experimentell und theoretisch weitgehend geklärt ist, besteht noch Unklarheit über die Absorption von Ultraschall in Flüssigkeiten. Bei den bisherigen Messungen zeigte sich, daß die Absorption wesentlich stärker war, als nach der klassischen Theorie zu erwarten war. Da die bisher genauer untersuchten Flüssigkeiten mehratomig sind, ist es naheliegend anzunehmen, daß die Absorption in Flüssigkeiten wie bei den Gasen außer durch innere Reibung und Wärmeleitung noch durch Schwingungen im Molekül hervorgerufen wird[2]). Diese Annahme setzt voraus, daß die Absorption bei den einatomigen Flüssigkeiten mit der klassischen Theorie übereinstimmt. Um diese Hypothese zu prüfen, wurde die Absorption von Ultraschall in Quecksilber gemessen. Im Frequenzbereich 21,5–54,0 MHz wurde $\frac{\alpha}{\nu^2} = 1{,}30 \cdot 10^{-16}\,[\mathrm{cm^{-1}\,sec^2}] \pm 2$ Proz. gefunden. Der theoretische Wert für *Hg* beträgt $1{,}63 \cdot 10^{-16}\,[\mathrm{cm^{-1}\,sec^2}]$. Es ergibt sich bei der angegebenen Meßgenauigkeit keine Übereinstimmung zwischen den beiden Werten. Trotzdem wird, da die Abweichung bei dieser einzigen bisher untersuchten einatomigen Flüssigkeit weitaus geringer ist als bei den mehratomigen Substanzen, zu einem gewissen Teil die obige Annahme bestätigt.

Die Meßmethode

Die Absorptionsmessungen in Flüssigkeiten lassen sich nach der Methode in zwei Gruppen teilen. Es wurde mit optischen und mit Schallstrahlungsdruckmethoden gearbeitet[1]).

Bei der optischen Methode ist der Meßbereich nach kleinen Frequenzen hin beschränkt. Wird die Schallwellenlänge zu groß, so kann man Zentralstrahl und abgebeugtes Licht nicht mehr trennen. Außerdem können keine Absorptionskoeffizienten bestimmt werden, die kleiner sind als 0,1 $[\mathrm{cm^{-1}}]$, da längere Schallwege optisch schwierig zu vermessen sind. Nach hohen Frequenzen hin ist es ein Vorteil der optischen Methoden, daß noch hohe Absorptionen und zwar Koeffizienten bis 50 $[\mathrm{cm^{-1}}]$ gemessen werden können. Hier liegt die Grenze für die Schallfeldabbildung, eventuell ist noch eine höhere Zahl einzusetzen. Die Ergebnisse können verfälscht werden durch Wärmegefälle, Schlierenbildung, durch Divergenz und Struktur des Schallfeldes. Werden außerdem Schwärzungen auf Platten ausgewertet, so ist hierdurch schon eine Grenze der Genauigkeit gegeben. Der mittlere Fehler, der von den einzelnen Autoren der optischen Arbeiten angegeben wird, schwankt zwischen 2 und 5 Proz.

Diese Fehler fallen, wie später erörtert, bei den Schalldruckmethoden ganz oder weitgehend weg. Die Grenzen des Meßbereiches sind hier im wesentlichen durch die Größe der Absorptionskoeffizienten gegeben. Es lassen sich Absorptionen bestimmen, sofern die Koeffizienten im Bereich 0,01–5 $[\mathrm{cm^{-1}}]$ liegen. Mit der im folgenden entwickelten Methode kann der Bereich in vielen Fällen noch erweitert werden bis 0,001 und 10 $[\mathrm{cm^{-1}}]$. Da *Hg* undurchsichtig ist, ergeben sich bei einer optischen Messung Komplikationen durch den Übergang des Schalles in eine durchsichtige Flüssigkeit[2]). Da außerdem die Absorptionskoeffizienten klein sind, ist für Messungen in *Hg* die Schalldruckmethode die gegebene Methode.

Schon Rayleigh[3]) zeigte, daß eine an einer Wand reflektierte Schallwelle einen konstanten Druck ausübt, der theoretisch in der Nichtlinearität der Wellengleichung begründet ist. Zwischen dem Schalldruck S und der Intensität

1) H. O. Kneser, Molekulare Schallabsorption in Gasen. Zeitsch. techn. Phys. **16**, 213, 1935.

2) H. O. Kneser, Schallabsorption und -dispersion in Flüssigkeiten. Ann. d. Phys. **32**, 277, 1938.

1) P. Biquard, C. R. Acad. Sci., Paris **193**, 226, 1931, **197**, 309, 1933. P. Biquard, Thèses de Doctorat. Paris 1935; Bazulin, Phys. Z. Sowjet **8**, 354, 1935); Grobe, Physik. Zeitschr. **39**, 333, 1938; C. E., C. R. Acad. Sci., Paris **202**, 1493, 1936; Sörensen, Ann. d. Phys. (5) **26**, 121, 1936, **27**, 70, 1936.

2) R. Bär, Helvetica Phys. Acta (5) **10**, 333, 1938. Hierin teilt der Verfasser mit, daß er eine optische Methode zur Bestimmung der Absorption in Quecksilber verwendet. Er gibt als vorläufigen Wert $1{,}32 \cdot 10^{-16}\,[\mathrm{cm^{-1}\,sec^2}]$ für $\frac{\alpha}{\nu^2}$ bei der Frequenz 54 MHz an.

3) Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) **10**, 364, 1905.

des Schalles I, womit man die durch einen cm² in der Zeiteinheit hindurchtretende Energie bezeichnet, besteht folgende Beziehung

$$S = \frac{1}{2}\left(\frac{C_p}{C_v} + 1\right)\frac{I}{v}. \qquad (2)$$

Durchläuft eine Schallwelle in einer Flüssigkeit die Strecke x, so sinkt die anfängliche Intensität I_0 auf den Betrag

$$I_x = I_a \cdot e^{-\alpha x}. \qquad (3)$$

Aus den Gleichungen ergibt sich, daß es zur Bestimmung von α, wegen der Proportionalität von S und I genügt, den Schalldruck zu messen. Der konstante Faktor von I in Gleichung (2) ist für die Absorptionsmessungen ohne Interesse. Der Schalldruck kann als Maß für die Intensität genommen werden, damit sind die Messungen relative Intensitätsbestimmungen.

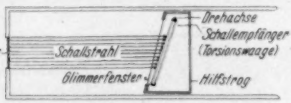


Fig. 1. Schematischer Grundriß der Apparatur.

In Fig. 1 ist ein schematischer Grundriß der Apparatur dargestellt. In einem mit Hg gefüllten Trog ist in einer Trogwand ein Quarz eingebaut. Er wird durch einen konstant schwingenden Sender zu Schwingungen angeregt. Der Schall verläßt den Quarz in Form eines schwach divergenten Schallstrahles. Stellt man nun z. B. ein Eisenblech in den Strahl, so wird, wie schon in Gleichung (2) gezeigt wurde, ein konstanter Druck ausgeübt. Bei der in Frage kommenden Dimensionierung der Apparatur beträgt die gesamte am Blech angreifende Kraft maximal einige Dyn. Es ist darum zur Bestimmung des Schalldruckes nur eine Torsionswaage möglich. Dabei kann das Blech zum Flügel der Waage ausgebildet werden. Durch Torsion des Aufhängebandes wird der Flügel der Waage stets in die Nullage zurückgedreht. Der am Torsionskopf abgelesene Winkel ist der wirkenden Kraft proportional. Für die Messung des Schalldruckes ist es günstig, wenn der Flügel größer gewählt wird als der Querschnitt des Schallstrahles. Dadurch wird erreicht, daß der gesamte Schall auftrifft. Der Schalldruck wird also durch Integration über den Querschnitt des Schallstrahles gewonnen, damit wird er unabhängig von der Struktur des Schallstrahles, der, wie hier nicht weiter erörtert werden soll, in sich nicht homogen ist. Um den Schalldruck in verschiedenen Entfernungen vom Quarz, und damit die Schallabsorption, zu bestimmen, wird der Trog mit dem eingebauten Quarz verschoben. Dabei sind für die Messungen zwei Richtungen wesentlich, die Richtung des Schallstrahles und die Bewegungsrichtung des Troges. Bilden beide einen kleinen Winkel, so geht damit ein Fehler in die Messungen ein. In dem Produkt Kraft × Hebelarm, das von der Torsionswaage gemessen wird, ist der Hebelarm dann nicht mehr während einer Meßreihe konstant. Der Fehler geht in entgegengesetzter Richtung ein, wenn der Flügel der Torsionswaage um 180° verdreht eingesetzt wird, so daß die Drehachse auf der anderen Seite des Schallstrahles liegt. Die so erhaltenen Meßreihen werden mit Links- und Rechtsmessung bezeichnet.

Die Schallabstrahlung verursacht Strömungen in der Flüssigkeit, die die Messung des Schalldruckes stören. Um die Strömungen von der Torsionswaage fernzuhalten, wurde diese in einen geschlossenen Hilfstrog gesetzt. Er konnte mit einer anderen Flüssigkeit als der zu messenden gefüllt werden. Hg war als Hilfstrogfüllung ungeeignet, da durch die große Oberflächenspannung zusätzliche Kräfte an dem durch die Hg-Oberfläche hindurchtretenden Aufhängedraht der Torsionswaage auftraten. Wasser erwies sich als geeigneter. Es hat die weiteren Vorteile, daß darin die Dämpfung des Meßsystems nicht so groß ist, außerdem kann die Lage der Druckwaage während der Messungen beobachtet werden. Da Quecksilber und Wasser fast gleiche Schallgeschwindigkeiten besitzen, 1451 und 1460 m/sec, findet keine starke Brechung des Schallstrahles statt, die übrigens prinzipiell nicht stört.

In die dem Quarz zugewandte Fläche des Hilfstroges war, wie aus Fig. 1 zu ersehen ist, ein Fenster eingefügt. Es diente zum Einlassen des Schalles. Das Fenster bestand darum aus einer Schicht mit einer guten Schalldurchlässigkeit. Die Suche nach einem geeigneten Material geschah mit Hilfe der Gleichung (4): Zwischen der einfallenden Energie I_e und der durch das Fenster hindurchtretenden Energie I_d besteht bei senkrechtem Einfall des Schalles folgende Beziehung, die auch bei den tatsächlich vorkommenden kleinen Einfallswinkeln nahezu gelten wird

$$I_d = I_e \frac{8}{4 + (\gamma_{12} + \gamma_{21})(\gamma_{23} + \gamma_{32}) + \cos\frac{4\pi D}{\lambda_2}(\gamma_{12} - \gamma_{21})(\gamma_{23} - \gamma_{32})}, \qquad (4)$$

wo $\gamma_{ik} = \frac{\varrho_i v_i}{\varrho_k v_k}$, λ_2 die Schallwellenlänge im Fenstermaterial, D die Schichtdicke und $\varrho_1 v_1$, $\varrho_2 v_2$, $\varrho_3 v_3$ die Schallhärten vom Quecksilber, vom Fenstermaterial und vom Wasser sind. Zahlenmäßig ist $\varrho_1 v_1 = 1\,966\,000$ und $\varrho_3 v_3 = 145\,700$ g/cm²sec. Wie aus der Gleichung zu ersehen ist, ist bei $D = 0$, d. h. bei direktem Übergang des Schalles von Quecksilber in Wasser $I_d = 0{,}26\ I_e$. Liegt $\varrho_2 v_2$ außerhalb des Intervalles $\varrho_1 v_1 - \varrho_3 v_3$, so ist die Schalldurchlässigkeit kleiner als bei direktem Übergang des Schalles von Hg in H_2O; das gilt z. B. für Eisen ($\varrho v = 3\,927\,000$), Nickel ($\varrho v = 4\,312\,000$), Platin ($\varrho v = 5\,992\,000$), die also damit als Fenstermaterial ungünstig sind. Nimmt $\varrho_2 v_2$ einen Wert zwischen $\varrho_1 v_1$ und $\varrho_3 v_3$ an, so gilt $0{,}26\ I_e \leq I_d \leq I_e$. Die Auswahl an solchem Fenstermaterial ist nur gering, denn es gibt nur wenige Stoffe, deren Schallhärten zwischen denen von Hg und H_2O liegen und die außerdem die Eigenschaft besitzen, von Quecksilber nicht angegriffen zu werden. Im wesentlichen sind es organische Substanzen und Glimmer. Die Schallhärten davon können nicht angegeben werden, da Werte für die Schallgeschwindigkeiten fehlen. Da aber als wahrscheinlich angenommen werden kann, daß sie innerhalb der gewünschten Grenzen liegen, wurde ihre Schalldurchlässigkeit empirisch bestimmt. In diesen Versuchen erwiesen sich einzig dünne Glimmerschichten als geeignet. Sie lassen bei günstig getroffener Dicke nach Überschlagsmessungen etwa 75 Proz., durchweg etwa 50 Proz. des Schalles durch, d. h. die in das Wasser eintretende Schallenergie ist ungefähr um den Faktor 2 größer, als bei direktem Übergang des Schalles von Hg in Wasser.

Da zwischen Schalldruck und Torsionswinkel folgende Beziehung gilt

$$S = \frac{D}{l} \cdot \gamma \qquad (6)$$

(wo S = Schalldruck, l = Entfernung Drehachse-Mitte Schallstrahl, D = Direktionskraft, γ = Torsionswinkel ist), d. h. der Torsionswinkel proportional der wirkenden Kraft ist, genügt wie aus Gleichung (3) zu ersehen ist, zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten, die Messung von γ.

Vermeidung von Fehlern

Die Meßresultate können durch stehende Wellen, reflektierten Schall und Divergenz des Schallfeldes verfälscht werden.

Stehende Wellen können sich zwischen Quarz, Hilfstrogfenster und Schallempfänger ausbilden. Entstehen zwischen dem Quarz und der Glimmerschicht bzw. dem Flügel der Torsionswaage stehende Wellen, so tritt eine verschieden starke Rückwirkung auf den Quarz ein, wenn die Entfernung Quarz–Torsionswaage verändert wird. Bilden sich zwischen Fenster und Schallempfänger stehende Wellen aus, so wirkt bei kleinen Winkeländerungen auf die Waage ein ganz verschiedener Schalldruck, je nachdem wie stark sich die stehenden Wellen ausbilden. Die Ausbildung stehender Wellen wird in der Versuchsanordnung dadurch vermieden, daß das Glimmerfenster mit der ankommenden Wellenfront und mit dem Flügel der Waage kleine Winkel bildet, wie es in Fig. 1 eingetragen ist.

Reflektierter Schall wirkt störend, indem er wieder auf den Quarz zurückkommt oder auf den Flügel der Waage auftrifft. Die Verhältnisse lagen einfach bei Vorversuchen, bei denen die Absorption von Benzol an Stelle des schwer zu handhabenden Hg gemessen wurde. Die Schalldurchlässigkeit des Hilfstrogfensters betrug 83 Proz., mithin die Reflexion nur 17 Proz. Der zwischen Auffänger und Fenster hin- und herreflektierte Schall klang also schnell ab. Dagegen war die vom Hilfstrogfenster und vom Schallempfänger reflektierte Energie vor dem Fenster als Bruchteil der ankommenden sehr hoch. Es wurde darum der Minimalabstand Quarz-Hilfstrog so gewählt, daß der reflektierte Schall durch die Absorption unschädlich wurde. Bei 5 cm Abstand betrug die Energie nur noch $^1/_{150}$ der anfänglichen, da bei der Frequenz 7,50 MHz der Absorptionskoeffizient $1{,}01 \pm 0{,}01$ [cm^{-1}] bei $t = 14{,}8°$ betrug.

Ganz anders liegen die Verhältnisse im Hg. Da die Schalldurchlässigkeit und also auch der Reflexionskoeffizient vom Glimmerfenster etwa 50 Proz. beträgt, muß dafür gesorgt werden, daß der Schall im Hilfstrog absorbiert wird. Bei mehrfacher Hin- und Herreflexion des Schalles im Hilfstrog wäre die Wirkung einer Energieverteilungsänderung im einfallenden Schallstrahl nicht mehr übersehbar. Es gelingt, den Schall im Hilfstrog zu absorbieren, indem die Innenwände des Hilfstroges und der Schallempfänger mit einer 1 mm dicken Gummischicht versehen werden. Bei einmaliger Reflexion am Gummi wurde $^5/_6$ der auftreffenden Energie absorbiert.

Da die Absorptionskoeffizienten von Hg relativ zum Benzol klein sind — sie liegen zwischen 0,06 und 0,38 [cm^{-1}] —, wird der am Glimmerfenster reflektierte Schallstrahl durch Absorption nicht so stark geschwächt, daß er nicht mehr stört. Da dieser Schallstrahl auf die Eisenwand des Troges trifft und hier nahezu vollständig reflektiert wird, wurde nach Stoffen gesucht, die zwischen Hg und Eisen geschichtet, einen Teil der auftreffenden Energie absorbieren. Bei der Suche kam ein glücklicher Zufall zu Hilfe. Bis auf eine Ausnahme reflektierten alle Substanzen

ähnlich gut wie Eisen. Nur eine zufällig in der Institutswerkstatt vorhandene Sorte Pertinaxpapier von 0,12 mm Dicke reflektierte nur 50 Proz. Diesem Umstand ist es zu verdanken, daß die Messung von geringen Absorptionen in *Hg* noch gelang.

Neben dem am Glimmerfenster reflektierten Schall ist noch der Schall zu beachten, der durch das Glimmerfenster hindurchtritt, vom Schallauffänger reflektiert wird und wieder aus dem Hilfstrog heraustritt. Diese reflektierte Energie beträgt etwa

$$\tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{1}{6} \cdot \tfrac{1}{2} I_e = \tfrac{1}{24} I_e .$$

Da die am Hilfstrogfenster reflektierte Energie $\frac{1}{2} I_e$ ist, kann der am Auffänger reflektierte Schall dagegen vernachlässigt werden, da außerdem noch die folgenden Überlegungen mit geringer Änderung auch für ihn gelten, da seine Richtung nur um einige Grad von der betrachteten abweicht.

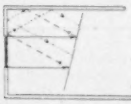


Fig. 2. Verlauf des Schallstrahles bei 4,0 cm Abstand zwischen Quarz und Glimmerfenster.

Die kürzeste Entfernung Quarz–Auffänger in den Messungen betrug 4,0 cm. Verfolgen wir in diesem Fall den Schallstrahl, dessen Verlauf in Fig. 2 eingetragen ist. Bei den vorhandenen kurzen Strecken wird die vereinfachende Annahme gemacht, daß das Schallfeld nicht divergiert. Den geometrischen Verhältnissen entsprechend wird der am Glimmerfenster reflektierte Schallstrahl zweimal an der mit Pertinaxpapier belegten Eisenwand reflektiert, bevor er wieder auf das Fenster auftrifft. Der Schallweg beträgt ungefähr 9 cm. Da bei dieser Anordnung Absorptionskoeffizienten gemessen wurden, die $> 0{,}3\,[\mathrm{cm}^{-1}]$ waren, war die auf das Glimmerfenster zurückkommende Energie

$$I < \tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{1}{2} \cdot \tfrac{1}{2} \cdot e^{9 \cdot 0{,}3} \cdot I_e = {}_1\tfrac{1}{2}{}_0 \, I_e .$$

Hieraus ergibt sich, daß der Anteil der reflektierten Energie, der auf das Glimmerfenster zurückkommt, vernachlässigt werden kann. Günstiger liegen die Verhältnisse bei größeren Entfernungen Quarz–Auffänger, da dann der Schallweg länger ist und der Schall dann öfter am Pertinax reflektiert wird.

Von besonderem Interesse ist nun noch die Beeinflussung des Quarzes durch reflektierte Energie. In Fig. 3 ist der Schallweg eingezeichnet für den Fall, daß der Schallstrahl auf den Quarz zurückkommt. Da der Schallweg 20 cm lang ist am Glimmerfenster und am Pertinax nur die Hälfte reflektiert wird und der Absorptionskoeffizient wie oben angenommen $> 0{,}3\,[\mathrm{cm}^{-1}]$ ist, kommt nur 0,64 Promille der vom Quarz ausgestrahlten Energie zurück, d. h. daß auch diese störende Wirkung des reflektierten Schalles das zulässige Maß nicht überschreitet.

Eine Möglichkeit der Beeinflussung des Resultates bestand darin, daß der Schallstrahl zu stark divergierte, d. h. daß er breiter als das Glimmerfenster wurde. War der zu messende Absorptionskoeffizient $> 0{,}3\,[\mathrm{cm}^{-1}]$, so lagen die einzelnen Meßpunkte zwischen 4,0 und 11,0 cm vom Quarz entfernt. Hierfür waren die Dimensionen des Schallempfängers so gewählt, daß der gesamte Schall auftraf. Als Kriterium diente hierfür, daß die Intensität des Schalles, wie nach Gleichung (3) zu erwarten war, exponentiell abnahm. Die bisher angestellten Betrachtungen galten unter der Voraussetzung, daß die Absorp-

Fig. 3. Verlauf des Schallstrahles bei maximaler Rückwirkung auf den Quarz.

tionskoeffizienten $> 0{,}3\,[\mathrm{cm}^{-1}]$ waren; wurden diese kleiner, so mußte in größeren Entfernungen vom Quarz gemessen werden, damit der reflektierte Schall, der nun langsamer abklang, die Messungen nicht beeinflußte. Lagen die Absorptionskoeffizienten zwischen 0,16 und $0{,}3\,[\mathrm{cm}^{-1}]$, so wurde im Entfernungsbereich 13,0–24,0 cm zwischen Schallauffänger und Quarz gemessen. In diesen Entfernungen trat eine scheinbare Erhöhung der Absorption durch die Divergenz des Schallstrahles ein. Es wurden darum Lochblenden von 2,0, 1,0 und 0,5 cm Durchmesser benutzt, die den Schallstrahl einengten. Um die Wirkungen der Blende zu untersuchen, wurden die Schallfelder ausgemessen. Das geschah mit einer dazu hergestellten sehr empfindlichen Torsionswaage. An einem langen Hebelarm war ein Stahlblechstreifen von 1,0 mm Dicke, 2,0 mm Breite und 5,5 mm Länge befestigt. Dieser wurde quer zum Schallfeld bewegt.

In Fig. 4a und 4b sind zwei Schallfeldaufnahmen dargestellt. In beiden Fällen hing die Lamelle senkrecht und wurde horizontal bewegt. In 20,0 cm Entfernung vom Quarz standen Lochblenden von 0,5 bzw. 1,0 cm Durchmesser um 64° schräg zum Schallstrahl. Die Abstände Blende–Waage betrugen 9,0 cm und 47,0 cm bzw. 9,0 und 27,0 cm. Als Abszisse sind die

Querverschiebungen in Zentimeter und als Ordinate die Ausschläge in Millimeter aufgetragen. Die Mitte der Blende lag jedesmal bei 0,0 cm. Die Intensität des Schalles ist hier nicht durch Zurückdrehung der Torsionswaage auf den Nullpunkt gemessen worden, sondern durch den kleinen Ausschlag der Torsionswaage dargestellt durch das Weiterwandern des Lichtzeigers auf der

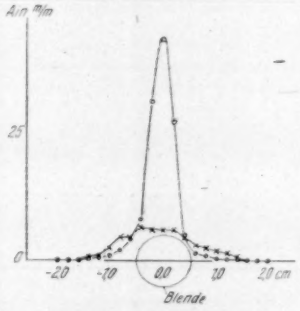


Fig. 4a.

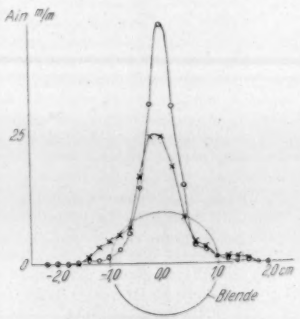


Fig. 4b.

Fig. 4a und b. Divergenz des Schallstrahles. —○—○— Schallenergieverteilung in 9,0 cm Entfernung von der Blende. —×—×— Schallenergieverteilung in 47,0 cm (in 4a) und 27,0 cm (in 4b) Entfernung von der Blende. Die Blenden sind maßstäblich eingezeichnet.

Skala. Die Wirkung, die eine Verkleinerung der Blenden hervorruft, ist aus den beiden Aufnahmen zu ersehen. Bei der ersten Aufnahme erreicht der Schallstrahl eine Breite von 3,0 cm, bei der zweiten eine von 3,4 cm. Eine Verkleinerung der Blenden bedingt also eine Verengung des Schallstrahles, was zu erwarten war. Es gelangt damit auf den Schallempfänger von 4,0 cm Durchmesser der gesamte Schall. Außerdem wird die Schallenergie bei kleineren Blenden mehr auf die gesamte Breite des Schallstrahles verteilt. Vor allem ist aus den Kurven zu entnehmen, daß der Schallstrahl nur wenig divergiert. Es kann darum wieder bei den folgenden Betrachtungen über reflektierten Schall die Divergenz außer acht gelassen werden, ohne daß dadurch die Ergebnisse wesentlich beeinflußt werden.

In Fig. 5 ist der Weg des am Glimmerfenster reflektierten Schalles eingetragen. Die Entfernungen sind Quarz–Blende 5,0 cm und Quarz–Auffänger 13,0 cm. Ein Teil des reflektierten Schallstrahles bleibt im Trog zwischen Blende und Fenster; bis er wieder auf den Glimmer zurückkommt, ist er elfmal am Pertinax reflektiert worden. Hierdurch und durch Reflexion am Glimmerfenster tritt eine Schwächung der einfallenden Energie um den Faktor $\frac{1}{2^{12}} = \frac{1}{4096}$ ein. Einen wesentlich anderen Verlauf hat der zweite Teil des Schallstrahles. Er tritt durch die Blende

Fig. 5. Verlauf des Schallstrahles bei Verwendung einer Blende.

und kehrt auf fast demselben Wege wieder zurück. Dadurch und durch Reflexion am Glimmerfenster tritt eine Schwächung der Intensität auf $^1/_{32}$ ein. Da der Schallweg 32 cm ist, gilt $I < \frac{1}{32} \cdot I_e \cdot e^{32 \cdot 0{,}16} = \frac{1}{1800} I_e$. Es wurde der kleinste Absorptionskoeffizient, der bei dieser Anordnung gemessen wurde, angenommen. In allen anderen Entfernungen Quarz–Auffänger wurde der reflektierte Schall stärker absorbiert. Wesentlich war, daß auch die Beeinflussung des Quarzes durch reflektierte Energie den geometrischen Verhältnissen entsprechend gering war.

Waren die Absorptionskoeffizienten von der Größenordnung 0,06 [cm^{-1}], dann wurden die Blenden kleiner gewählt und in größerer Entfernung vom Quarz aufgestellt. Der erste Meßpunkt war von der Blende 13,0 cm entfernt; dadurch wurde erreicht, daß der reflektierte Schall ähnlich wie in Fig. 4 durch Mehrfachreflexionen und durch Absorption so stark geschwächt wurde, daß er nicht mehr störte.

Bei diesen Absorptionen wurde außerdem mit einer teleskopartigen Anordnung gemessen. Sie ist schematisch in Fig. 6 dargestellt. Sie bestand aus den Rohren *a* und *b*. *a* war mit Hilfe eines Bleches an den Trog befestigt. *b* und die

Halterung des Hilfstroges waren miteinander verbunden. Die Dimensionen waren so gewählt, daß der vom Glimmerfenster reflektierte Schallstrahl am Rohr vorbeilief und im Trog vernichtet wurde durch Reflexion am Pertinax und

Fig. 6. Teleskopartige Meßanordnung.

durch Absorption im *Hg*. Bei dieser Anordnung bestand die Möglichkeit, daß die Absorptionsbestimmungen beeinflußt wurden durch einen zusätzlichen Energieverlust an den Innenwänden von *b*. Da anzunehmen war, daß dieser Effekt mit der Länge der Schallwellen in der Flüssigkeit zunimmt, wurde bei einer wesentlich größeren Wellenlänge als bei der zu messenden eine obere Grenze für die Absorption bestimmt. Und zwar wurde gefunden 0,001 [cm^{-1}]. Damit ist die Beeinflussung des Resultates bei einer Absorption von $\alpha = 0{,}064$ [cm^{-1}] < 1 Proz.

Die Versuchsanordnung

Um in verschiedenen Entfernungen vom Quarz den Schalldruck zu bestimmen, bestehen zwei Möglichkeiten, entweder den Hilfstrog mit der Druckwaage zu bewegen oder den Trog mit dem Quarz. Da das letztere wesentliche Vorzüge besitzt, wurde es angewandt. Die Apparatur bestand aus einem feststehenden und einem fahrbaren Teil. Fest standen die Brücke, die die Torsionswaage trug und der Hilfstrog, der an der Brücke befestigt war.

Auf dem Wagen, der drei S.K.F.-Kugellager als Räder hatte, standen Trog und Sender. Da der Trog 24 kg Quecksilber faßte, war ein stabiler Wagen nötig. Es wurde als Wagenplatte 5 cm dicker Granit genommen. Die Räder des Wagens liefen auf einem als Schiene benutzten, zufällig im Institut vorhanden gewesenen Drehbankbett. Die als Prisma ausgeführte Wange wurde zur Längs- und Seitenführung benutzt. Die beiden Führungsstücke waren mit einer gegenseitigen Andruckfeder versehen. Zum Fahren diente ein Seiltrieb. Mit dem Wagen bewegte sich ein Nonius an einem Maßstab, mit dem die Verschiebung auf $^1/_{10}$ mm genau abgelesen werden konnte[1]).

1) Zur Kontrolle der einwandfreien Bewegung des Wagens wurde mit einer feststehenden Spitze während einer Längsbewegung in die Wagenplatte ein Strich eingeritzt. Dieser wurde beim Fahren des Wagens mit einem Meßmikroskop beobachtet. Es konnten keine Schwankungen festgestellt werden. Konstante Abweichungen $< {}^3/_{100}$ mm können vernachlässigt werden.

Die Brücke bestand aus einem Überbau mit Schlittenführung. Auf dem Schlitten standen zwei senkrechte Gleitrohre, die zur Führung einer Traverse dienten, die den Torsionskopf trug. So konnte dieser quer und aufwärts bewegt werden.

Der Quarz war direkt an den Schwingkreis eines Dreipunktsenders gekoppelt. Die Schwingungen wurden von einer Telefunkensenderöhre RS 277 erzeugt, die bei Frequenzen unterhalb von 75,0 MHz bei 1000 Volt Betriebsspannung eine Sendeleistung von 70 Watt besitzt.

Zur Frequenzbestimmung wurde ein Absorptionswellenmesser von Dr. Steeg und Reuter benutzt. Er hatte einen Meßbereich von 150 bis 60000 kHz. Die Eichgenauigkeit betrug 1 Proz.

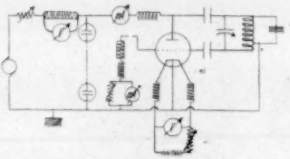


Fig. 7. Schaltbild des Senders.

Da der Absorptionskoeffizient stark frequenzabhängig ist, war für die Messungen die Konstanz des Senders von besonderer Wichtigkeit. Mit dem Absorptionswellenmesser wurde die Frequenz beobachtet. Die Schwankungen lagen innerhalb der Genauigkeit der Ablesung des Gerätes, damit innerhalb von 1 Proz., und sind sehr wahrscheinlich wesentlich kleiner. Da die einzelnen Schalldruckmessungen zeitlich nacheinander erfolgten, mußte vorausgesetzt werden, daß die Energieabgabe am Quarz konstant war. Damit gleichbedeutend war, daß die an den Quarz gelegte Wechselspannung keinen gröberen Schwankungen unterlag. Als Indikator für die Schwingungsamplitude diente der Gitterstrom. Eine Gefahr der Beeinflussung des Senders bestand darin, daß beim Fahren des Wagens durch Annähern und Entfernen von Metallteilen z. B. der Brücke oder durch Änderung der Erdkapazitäten der Sender seinen Schwingungszustand änderte. Bei abgeschirmtem und abgedrosseltem Sender konnte aber während einer Längsbewegung des Wagens kein Gang im Gitterstrom festgestellt werden. Eine weitere Voraussetzung für das konstante Arbeiten des Senders war, daß die Anodenspannung keinen groben Schwankungen unterlag. Die von einem vorhandenen Dynamo bezogene Gleichspannung wurde darum von einem Stabilisator geglättet und konstant gehalten[1]).

1) Eisenwasserstoffwiderstand Type Stabilovolt H 200–600/160. 10 Spannungsstabilisierungslampen Philips electro special 13201.

Zur Schallerzeugung diente ein runder Piezoquarz von 20 mm Durchmesser und der Eigenfrequenz 7,50 MHz. In Benzol wurde seine Grundfrequenz, dagegen wurden im Quecksilber seine Oberschwingungen benutzt. Wegen seiner breiten Dämpfungskurve war es möglich, Messungen bei den Frequenzen 20,5–24,5, 36,0 bis 40,0, 49,2–54,0 MHz auszuführen.

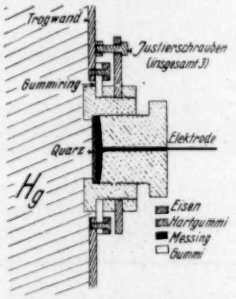


Fig. 8. Die Quarzhalterung.

Der aus Eisenblech hergestellte Trog hatte eine Länge von 70,0 cm, eine Breite von 5,3 cm und eine Tiefe von 6,0 cm. Er war innen mit Pertinaxpapier von 0,12 mm Dicke ausgelegt. Die Quarzhalterung ist in Fig. 8 dargestellt. Dadurch, daß Halterung und Trog nur durch einen Gummiring verbunden sind, ist es möglich, den Schallstrahl zu richten.

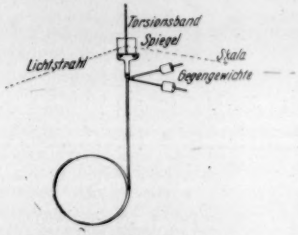


Fig. 9. Torsionswaage.

In den Trog tauchte der Hilfstrog ein. Die dem Quarz zugewandte Fläche bildete mit dem Schallstrahl einen Winkel von 76°. Sie hatte eine Öffnung von 4,0 cm Durchmesser. Daran wurde durch einen mit Gummiunterlegscheiben versehenen Eisenring eine Glimmerschicht angepreßt. Dadurch, daß der Ring aufgeschraubt war, war die Schicht leicht auswechselbar.

Der untere Teil der Druckwaage ist in Fig. 9 dargestellt. Der Flügel bestand aus einer flachen, runden, beiderseits mit 1 mm starkem Gummi überklebten Metallkapsel von 4,0 cm Durchmesser. Eine hohle, luftgefüllte Kapsel wurde verwendet, um das Hindurchtreten von Schall durch den Auffänger unmöglich zu machen. Zur Zurückdrehung der Waage wurde die Direktionskraft eines Bronzebandes benutzt. Es war 0,63 mm breit, 0,07 mm dick und 223 mm lang. Zu einem Grad Ausschlag gehörte eine Druckkraft von 0,76 Dyn auf die Mitte der Scheibe.

Messungen

Nach Bestimmung des Nullpunktes der Torsionswaage wurde der Sender eingeschaltet und der Flügel der Waage in die alte Lage zurückgedreht. Der Sender blieb eine Stunde in Betrieb bevor die eigentlichen Messungen begannen. Während dieser Zeit wurden Sender und Stabilisator auf konstantes Arbeiten hin beobachtet, beim letzteren bezog das sich im wesentlichen darauf, daß die Spannungsschwankungen am Eisenwasserstoffwiderstand das zulässige Maß nicht überschritten. Nach anfänglichem Wandern des Lichtzeigers auf der Skala blieb er stehen. Die Wechselspannung am Quarz war dann hinreichend konstant, außerdem war das Temperaturgefälle zwischen Quecksilber und Luft so groß, daß durch die Energieabgabe am Quarz keine wesentliche Erwärmung des *Hg* mehr eintrat. Nun wurde der Schalldruck in verschiedenen Entfernungen vom Quarz bestimmt. Beim Zurückfahren des Wagens wurde zur Kontrolle in denselben Abständen vom Quarz gemessen, danach der Sender ausgeschaltet und die Torsionswaage um 180° verdreht in den Hilfstrog wieder eingesetzt. Jetzt wurde dasselbe wiederholt, d. h. in denselben Entfernungen vom Quarz gemessen.

Zur Auswertung der Beobachtungen standen also Schalldruckbestimmungen zur Verfügung, die bei vier Längsverschiebungen des Wagens gemacht worden waren, d. h. es gehörten zu ein und derselben Entfernung vom Quarz Mittel von vier Schalldruckmessungen, die sich zeitlich und in Links- und Rechtsmessung unterschieden. Da bei Hin- und Rückmessungen keine starken Differenzen auftraten, d. h. also, daß der Sender konstant war und der Einfluß der Erwärmung nicht groß war, außerdem die Winkel, die sich durch Links- und Rechtsmessung ergaben, nicht stark voneinander verschieden waren, konnte arithmetisch gemittelt werden.

Trägt man nun die Werte in ein Koordinatensystem ein, und zwar als Abszisse die vom Maßstab für Längsverschiebung abgelesenen Werte und als Ordinate den natürlichen Logarithmus

des Ausschlages, so ergibt sich ein Bild wie in Fig. 10. Durch die Punkte läßt sich sehr gut eine Gerade legen, d. h. der Abfall des Ausschlages

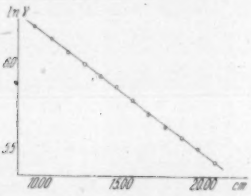


Fig. 10. $\ln\gamma$ als Funktion des Abstandes Quarz–Torsionswaage.

erfolgt exponentiell. Alle Messungen ergaben dasselbe Bild. Die Neigung der Geraden ist gleich dem Absorptionskoeffizienten, da γ proportional der Schallintensität ist.

Meßergebnisse

Das Quecksilber, das bei den Messungen benutzt wurde, war in verdünnter Chromschwefelsäure und Salpetersäure gewaschen und danach destilliert worden. Es dürfte also sehr rein gewesen sein. Eine Analyse zur genauen Festlegung des Reinheitsgrades wurde nicht durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle in chronologischer Reihenfolge zusammengestellt.

Frequenz in MHz	t in C	α	$\frac{\alpha}{\nu^2}\cdot 10^{16}$	Blende cm	Entfernung Quarz–Blende cm
21,5	20,0	0,058	1,26		
37,8	25,5	0,180	1,26		
37,8	26,3	0,186	1,30		
38,0	27,1	0,189	1,31		
54,0	24,1	0,376	1,29		
53,0	23,7	0,359	1,28		
52,0	24,6	0,351	1,30		
51,0	24,4	0,341	1,31		
50,0	24,6	0,328	1,31		
49,2	24,6	0,313	1,29		
54,0	23,8	0,381	1,31		
40,0	25,2	0,213	1,33	2,0	5,0
39,0	25,4	0,203	1,33	2,0	4,0
38,0	25,1	0,191	1,33	2,0	5,0
37,0	25,0	0,179	1,31	2,0	5,0
36,0	25,1	0,164	1,27	2,0	5,0
22,0	21,0	0,063	1,30	mit Teleskop	30,0
22,0	21,7	0,064	1,31	1,0	30,0

Wie aus der Tabelle zu entnehmen ist, ist die Temperaturabhängigkeit von $\frac{\alpha}{\nu^2}$ im Bereich von 21,5–54,0 MHz so gering, daß die kleinen Schwankungen, die sich als Folge der zufälligen Fehler ergeben, weitaus überwiegen. Auch von einer Frequenzabhängigkeit von $\frac{\alpha}{\nu^2}$ ist in diesem Frequenzbereich nichts zu bemerken. Es ist demnach wohl erlaubt, über sämtliche Meßwerte zu mitteln. Dabei ergibt sich $\frac{\alpha}{\nu^2} = 1{,}30\cdot 10^{-16}$ bei $t = 24{,}3°$. Der mittlere Fehler beträgt $^1/_2$ Proz. Dazu kommen möglicherweise Reste von systematischen Fehlern, die 1 Proz. nicht überschreiten werden. Der Verfasser glaubt darum, den Wert $\frac{\alpha}{\nu^2} = 1{,}30\cdot 10^{-16}$ auf $\pm$ 2 Proz. garantieren zu können. — Bei der Berechnung des theoretischen Wertes nach Gleichung (1) wurden folgende Konstanten benutzt: $\mu = 0{,}0157$, $\varrho = 13{,}55$, $v = 1451$ m/sec, $\frac{c_p}{c_v} = 1{,}147$, $c_p = 0{,}0333$, $K = 0{,}0197$. Es ergibt sich $\frac{\alpha}{\nu^2} = 1{,}03\cdot 10^{-16}$, wobei der Anteil, der sich aus der Wärmeleitung ergibt, ungefähr 80 Proz. beträgt. Der gemessene weicht damit vom klassischen, theoretischen Wert um 26 Proz. ab. Während die Fehler des gemessenen Wertes diese Abweichung keinesfalls erklären, möchte der Verfasser die Frage, ob nicht eine der dem theoretischen Wert zugrunde liegenden Konstanten so fehlerhaft sein kann, von sich aus nicht mit Sicherheit entscheiden. Nach den von den verschiedenen Autoren angegebenen Genauigkeiten scheint allerdings diese Möglichkeit ausgeschlossen zu sein.

Hamburg, Hansische Universität, Juli 1939.

(Eingegangen 4. August 1939)

Experimentelle Widerlegung der statistischen Auffassung des Bohrschen Atommodells

Von J. Stark

Schrödinger ist durch mathematische Operationen zu einer Gleichung („Wellengleichung") gelangt, welche die stationären Zustände des Wasserstoffatoms beschreiben soll. In ihr tritt eine Funktion ψ auf. Nach Ableitung seiner Gleichung stellt sich Schrödinger die Frage nach der physikalischen Bedeutung der Funktion ψ und deutet das Quadrat des absoluten Betrages von ψ als die Dichte der im ganzen Raum rund um den Atomkern verschmierten Ladung des Elektrons. In einer eingehenden Kritik[1]) der Theorie Schrödingers bin ich zu ihrer Ablehnung gekommen. Nun ist von Born, Jordan, Sommerfeld und anderen eine andere Deutung der Funktion ψ vorgeschlagen worden. Nach

1) J. Stark, Ann. Phys. **1**, 1009, 1025, 1035, 1929.

ihnen soll sich das punktförmige Elektron des Bohrschen H-Atom-Modells in einer Wimmelbewegung um den Atomkern befinden und ψ soll ein Maß für die durchschnittliche Verweilzeit des Elektrons an einem Orte in der Umgebung des Atomkerns sein; Sommerfeld sagt hierüber: „Man ist sich wohl heute allgemein darüber einig, daß die stetige ψ-Funktion ein Maß für die Wahrscheinlichkeit bedeutet, das (als Korpuskel gedachte) Elektron an der gerade betrachteten Stelle des q-Raumes zu treffen." Auch an dieser statistischen Auffassung des Bohrschen Atommodells habe ich eine Kritik[1]) gründsätzlicher Natur geübt und darauf hingewiesen, daß sie im Gegensatz zu der Grundgleichung der Dynamik für den Zusammenhang zwischen Bewegungsänderung und Kraft das Elektron ganz unregelmäßig um den Atomkern lediglich nach der Schrödingerschen Gleichung tanzen läßt. Trotzdem diese Kritik nicht widerlegt worden ist, wird die Born-Jordan-Sommerfeldsche Auffassung von der Wimmelbewegung des Elektrons in neueren Lehrbüchern als möglich vorgetragen. Es ist darum nicht überflüssig, auf eine experimentelle Widerlegung dieser Auffassung hinzuweisen.

Wie von Gebauer und Rausch von Traubenberg[2]) sowie von Stark und Ritschl[3]) gezeigt worden ist, kann man durch ein hinreichend starkes Feld die roten Komponenten der Wasserstofflinie H_α so schwächen, daß sie neben den violetten nicht sichtbar werden; es fehlen also in einem hinreichend starken elektrischen Feld die roten Komponenten der Linie H_α. Von dieser Tatsache kann auch die statistische Auffassung des H-Atoms Rechenschaft geben. Läßt man H-Kanalstrahlen, nachdem sie ein zum Verschwinden der roten Komponenten ausreichendes Feld durchlaufen haben, in einen Raum von der elektrischen Feldstärke Null übertreten, so muß sich nach der statistischen Auffassung des H-Atoms die statistische Aufenthaltsverteilung gemäß der Gleichung Schrödingers wiederherstellen. Und läßt man nach dem Durchlaufen des feldfreien Raumes die Kanalstrahlen in ein Feld laufen, dessen Stärke zur Unterdrückung der roten Komponenten nicht ausreicht, so müssen nach der statistischen Auffassung in diesem schwachen Feld auch die roten Komponenten von H_α wieder erscheinen. Dies ist eine unausweichbare Folgerung aus der statistischen Auffassung von Schrödingers Wellengleichung. Sie steht aber im Gegensatz zur physikalischen Wirklichkeit. Wie nämlich R. Ritschl[1]) gezeigt hat, erscheinen im Abklingleuchten an H-Kanalstrahlen, die erst ein sehr starkes Feld durchlaufen und die rot verschobenen Komponenten von H_α verloren und darnach eine feldfreie Strecke von fast 1 cm Länge durchlaufen haben, beim Übertritt in ein schwächeres Feld, das zur Unterdrückung der roten Komponenten nicht ausreicht, nur die violett verschobenen Komponenten von H_α. Damit ist die statistische Auffassung des Bohrschen Atommodells gemäß der Gleichung Schrödingers auch experimentell widerlegt.

1) R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **40**, 413, 1939.

Traunstein (Obb.), Juli 1939.

(Eingegangen 24. Juli 1939)

1) J. Stark, Ann. Phys. **4**, 710, 1930.
2) R. Gebauer und H. Rausch v. Traubenberg, Naturw. **18**, 417, 1930.
3) J. Stark und R. Ritschl, Physik. Zeitschr. **39**, 517, 1938.

Über die Feinstruktur der Wasserstofflinien

Von J. Stark

Die experimentelle Untersuchung der Feinstruktur der Wasserstofflinien ist in den zwei letzten Jahrzehnten in der Regel von der relativistischen Theorie ausgegangen oder hat ihre Ergebnisse an der Hand dieser Theorie diskutiert. Hier wird ein anderer Weg beschritten. Es wird nämlich aus der Erfahrung der spektralen Analogie[1]) und aus der Erfahrung des Effektes des elektrischen Feldes auf die Wasserstofflinien deren Feinstruktur abgeleitet.

Das Wasserstoffatom ist chemisch und spektral den Atomen der Alkalien analog. Diese haben im sichtbaren Teil des Spektrums Dupletserien; darum ist das gleiche für das H-Atom zu erwarten. Die Dupletstruktur der H-Linien kann in der Tat heute experimentell als erwiesen gelten. Sie entspricht wahrscheinlich den zwei möglichen Stellungen des magnetischen Moments des H-Elektrons in bezug auf dasjenige des Kerns (gleich und gegen gerichtet), die sich auch in den zwei Modifikationen des Wasserstoffs (Para- und Orthowasserstoff) ausdrückt.

Jede Dupletkomponente der Alkalien tritt in drei Serien auf, der Hauptserie, der scharfen und der diffusen Nebenserie. Es ist darum zu erwarten, daß jede Dupletkomponente der H-Linien aus drei Komponenten besteht, einer Hauptserienlinie und zwei Nebenserienlinien. Da die drei Linien durch ein elektrisches Feld verschieden stark verschoben werden, ist zu erwarten, daß die drei Linien

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927, S. 16.

durch ein elektrisches Feld auseinandergelegt werden. Dies ist in der Tat der Fall. In der beigegebenen Tabelle sind für die zwei Dupletkomponenten von H_α die Triplets der Quantenzahlen für die entsprechenden Übergänge, die Verschiebungen im Einheitsfeld und ihre Intensität zusammengestellt.

Tabelle

Serienart	Übergang	Verschiebung	Intensität
Scharfe Nebenserie	021→002	6	Klein
Hauptserie	012→011	1	Groß
Diffuse Nebenserie	003→002	0	Groß

Die Frage ist nun, ob sich die drei Komponenten einer jeden H-Linie auch außerhalb eines elektrischen Feldes beobachten lassen. Die letzte experimentelle Untersuchung wurde an der α-Linie des schweren Wasserstoffs von M. Heyden[1]) durchgeführt. Sie fand an jeder Dupletkomponente neben einer verhältlich sehr intensiven verbreiterten Komponente eine viel schwächere Komponente nach Rot zu. Nach meiner Auffassung ist diese schwache Komponente die Linie der scharfen Nebenserie, die starke verbreiterte Komponente bei dem verwandten Auflösungsvermögen sind die zu einer Linie verschmolzenen Linien der diffusen Nebenserie und der Hauptserie.

1) M. Heyden, Zeitsch. f. Phys. **106**, 499, 1937.

Traunstein (Obb.), Juli 1939.

(Eingegangen 4. August 1939)

Die optische Absorption supraleitender Zinnschichten

Von R. Hilsch

Eine Änderung der Lichtdurchlässigkeit dünner Zinnschichten von mehr als 1 Promille beim Übergang vom normalen in den supraleitenden Zustand im Spektralgebiet von 380–900 mμ ist nicht festzustellen. Ebenso zeigt auch kolloidales *Pb* und *Tl* in *KCl*-Kristallen keine Änderung des Absorptionsspektrums bei Heliumtemperaturen.

Für lichtelektrische und optische Untersuchungen habe ich im Göttinger Institut eine Apparatur zur Erzeugung tiefster Temperaturen entwickelt. Sie arbeitet nach dem Simon-Cailletet-Verfahren. In einem Expansionsgefäß von 50 cm³ Inhalt können 40 cm³ flüssiges Helium erzeugt werden. Eine eingehende Beschreibung der Anordnung erübrigt sich. Sie soll in anderem Zusammenhang später erfolgen. Einige Daten genügen hier: die Zeit bis zum Eintreten der Heliumverflüssigung bei Ausgang von Zimmertemperatur beträgt etwa $1^1/_2$ Stunden. Das Expansionsgefäß ist durch mit fl. H_2 gekühlte Kupferschilde gegen Einstrahlung von der Umgebung her geschützt. Durch Öffnungen (etwa 1 cm²) im Metallschild können die mit der Expansionskammer in Wärmekontakt gebrachten Objekte bequem beobachtet und durchstrahlt werden. Die Öffnungen des Schildes sind mit kristallinen Quarzplatten abgedeckt. Ihre Ultrarotabsorption und gute Wärmeleitfähigkeit bei 20° abs. verhindert Störung durch Einstrahlung aus der Umgebung. Der Heliumvorrat hält sich wegen der guten thermischen Isolation 6 bis 7 Stunden. Die Gesamtmenge des benötigten fl. H_2 beträgt 0,8 Liter.

Mit Hilfe dieser Apparatur kann eine wichtige Frage über die Natur der Supraleitelektronen bequem untersucht werden. Beim Eintritt der Supraleitfähigkeit könnte sich nämlich eine Änderung der optischen Konstanten der Metalle ergeben. Eine Prüfung der optischen Absorption von Zinnschichten bildet den Gegenstand dieser Mitteilung.

Frühere Untersuchungen der optischen Durchlässigkeit dünner Schichten sollen nicht beweisend sein[1]), weil nach den Ergebnissen von Burton, Wilhelm und Misener[2]) Schichten der erforderlichen geringen Dicke von etwa ein Zehntel Lichtwellenlänge nicht mehr supraleitend werden können. Bei Abnahme der Dicke unter 1 μ verschiebt sich der Sprungpunkt schnell nach unerreichbar tiefen Temperaturen. Die Unterlage für die Schichten besteht bei diesen Versuchen aus einem nicht supraleitenden Metall.

Eine Bestimmung des optischen Reflexionsvermögens hat Hirschlaff[3]) an polierten Blei- und Tantalspiegeln durchgeführt. Beim Aufheben der Supraleitfähigkeit durch Anwendung eines Magnetfeldes bei konstanter Temperatur unterhalb des Sprungpunktes tritt keine Änderung der Reflexion von mehr als 0,2–0,5 Proz. ein. Man kann nun auch diese Versuche für nicht beweisend halten, weil die für die Reflexion ausgenützte dünne Oberflächenschicht des kompakten Metalls sich anormal verhält und vielleicht gar nicht supraleitend wird (Beilby-Schicht).

Neuerdings ist jedoch durch die Arbeit von Shalnikov[4]) gezeigt worden, daß auf Glas bei

1) Steiner-Graßmann, Supraleitung. Braunschweig 1937.

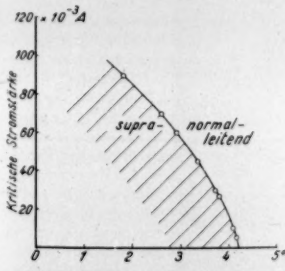
2) E. F. Burton, J. O. Wilhelm und A. D. Misener, Trans. Roy. Soc. Canad. (3) **28**, III, 65, 1934.

3) E. Hirschlaff, Proc. Camb. Phil. Soc. **33**, 140, 1937.

4) A. Shalnikov, Nature **142**, 74, 1938.

tiefer Temperatur (4,2° abs.) aufgedampfte Schichten aus *Pb* und *Sn* von wenigen mμ Dicke sehr wohl supraleitend werden können. Dabei kann der Sprungpunkt z. B. für eine *Sn*-Schicht sogar 1° höher als beim kompakten Metall sein. Einmaliges Aufwärmen der Schicht auf Zimmertemperatur ergibt dann den normalen Sprungpunkt von 3,7° abs. Später stellen auch Appleyard und Misener[1]) Messungen an *Hg*-Schichten an, die bei 64° abs. unter besonders sauberen Bedingungen auf Glas aufgedampft sind, und finden Supraleitfähigkeit mit normalem Sprungpunkt. Das Verhalten aller Schichten ist in bezug auf kritisches Magnetfeld und kritische Stromstärke nicht normal.

Bei dieser Sachlage lohnt jetzt die Messung der optischen Durchlässigkeit an solchen bei tiefer Temperatur aufgedampften Schichten. Zinn (Kahlbaum) wird aus einer Wolframspirale auf einen gekühlten, teilweise abgedeckten, kristallinen Quarzblock aufgedampft (5 × 15 × 10 mm). Zur Widerstandsmessung sind vorher *Ag*-Elektroden aufgedampft und mit Manganindrahtzuführungen versehen. Die benutzten Schichten haben schätzungsweise eine Dicke von 30 mμ. Die Resultate von Shalnikov werden bestätigt. Eine bei 20° abs. aufgedampfte Schicht hat einen Sprungpunkt bei 4,7° abs. Ihr Widerstand oberhalb dieser Temperatur beträgt 13 Ohm. Die Lage des Sprungpunktes hängt in bisher nicht ersichtlicher Weise auch von den Aufdampfbedingungen ab. So zeigt eine langsamer bei 14,5° abs. aufgedampfte *Sn*-Schicht von etwa gleicher Dicke und 29 Ohm Widerstand einen Sprungpunkt bei 4,2° abs. Die Figur zeigt für diese Schicht die Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromstärke, mit der die Supraleitfähigkeit sprunghaft wieder aufgehoben werden kann. Um jeweils Bruchteile kleiner ist die Stromstärke, bei der die Supraleitung wieder sprungartig einsetzt. Abgesehen von der Lage des Sprungpunktes entspricht das Ergebnis der Messung von Shalnikov. Nach einmaligem Erwärmen auf Zimmertemperatur verschiebt sich auch hier der Sprungpunkt nach 3,75° abs., dem Wert für polykristallines Zinn.



Abhängigkeit von der Temperatur für die kritische Stromstärke, mit der die Supraleitung einer dünnen Zinnschicht auf Quarz zerstört werden kann. (Anormaler Sprungpunkt 4,2° abs., Dicke etwa 30 mμ.)

Die Messung der Durchlässigkeit wird mit doppelt zerlegtem Licht im Bereich von 380 bis 900 mμ mit Hilfe einer Photozelle durchgeführt. Innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 Promille ändert sich die Durchlässigkeit nicht beim Übergang vom normal- in den supraleitenden Zustand. Der Übergang zwischen den beiden Zuständen wird dabei durch Über- oder Unterschreiten der kritischen Stromstärke bei jeweils konstanter Temperatur bis 1,8° abs. herunter vorgenommen. Die Versuche werden für die Zinnschicht mit normalem und anormalem Sprungpunkt ausgeführt. Die Ausdehnung der Versuche möglichst tief unter den Sprungpunkt ist wichtig, weil nach de Haas und Bremmer dann der Unterschied im Wärmewiderstand des *Sn* erst merklich wird. Einer Änderung der Wärmeleitfähigkeit entspricht also keine Änderung der optischen Konstanten[1]).

Messungen über den spektralen Verlauf der Absorption brauchen hier nicht wiedergegeben zu werden. Die benutzten Schichten sind in der Durchsicht grau und haben bei allen Wellenlängen, von kleinen Erhebungen abgesehen, das Schwächungsverhältnis $J/J_0 = 15$–20 Proz. Dünnere Schichten sehen gelb, dickere blau aus. Die gelben Schichten leiten schlecht. Die Eigenschaften aller dieser Schichten sind bisher nicht geklärt. Man beobachtet nicht selten beim Erwärmen sprunghafte Widerstandsabnahme, die besonders von Suhrmann[2]) untersucht worden ist. Neuerdings hat Bristow[3]) am Beispiel des *Tl* gezeigt, daß Fremdgaseinflüsse bis 10^4fache Widerstandsänderungen hervorrufen können. Sie lassen sich nur durch Anwendung von höchstem Vakuum (besser als 10^{-7} mm *Hg*) vermeiden.

Im Rahmen dieser Mitteilung sind einige weitere Messungen über das Absorptionsspektrum von kolloidalem *Pb* und *Tl* in *KCl*-Kristallen zu erwähnen. In *KCl*-Einkristallen

1) E. T. S. Appleyard und A. D. Misener, Nature **142**, 474, 1938.

1) Siehe R. de L. Kronig, Proc. Roy. Soc. **152**, 16, 1935.

2) R. Suhrmann und G. Barth, Zeitschr. f. Phys. **103**, 133, 1936.

3) I. R. Bristow, Proc. Phys. Soc. **51**, 349, 1939.

kann eine Reihe von Metallen in kolloidaler Form eingebaut werden[1]). Im Gegensatz zu den dünnen Schichten fehlt in den Kristallen die langwellige Absorption der Leitfähigkeitselektronen. Die Lichtabsorption ist etwa mit der von „kolloiden" Schichten[2]) zu vergleichen. Eine schwache Änderung der Absorption *Pb*- und *Tl*-haltiger *KCl*-Kristalle ist beim Abkühlen nur im Bereich von Zimmertemperatur bis zur Temperatur der flüssigen Luft zu beobachten. Bei weiterer Abkühlung auf Temperaturen bis 2° abs. ändert sich das Spektrum im Bereich von 380 bis 700 mμ nicht. Aus diesem Grunde kann auf eine nähere Wiedergabe der Meßkurven verzichtet werden.

1) M. Blau, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Fachgr. II, **51**, 401, 1933; O. Stasiw, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, N. F. Fachgr. II, **2**, 1, 1936.
2) A. Smakula, Zeitschr. f. Phys. **86**, 185, 1933.

Göttingen, I. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 17. August 1939)

Eine Nebelkammer für Vorlesungsversuche

Von R. Hilsch

Mit Tafel XII

Seit zwei Jahren hat sich in der Vorlesung eine besonders leicht herzustellende Nebelkammer bewährt. Damit lassen sich Bahnen von α-Teilchen im größten Hörsaal eindrucksvoll projizieren. Ihr Aufbau soll hier beschrieben werden.

Als Vorbild dient die von Herzog[1]) angegebene Anordnung mit Radialexpansion. Nach dem gleichen Prinzip beschreibt auch Trey[2]) in dieser Zeitschrift eine Kammer. Bei beiden Kammern wird die gleichmäßige radiale Expansion unter Benutzung von elastischen Gummimembranen erzielt. Da aber Gummi recht schnell altert, wird es in dieser Verwendung an Vorführapparaten besser ganz vermieden. In der Bedienung sehr einfach und immer betriebsbereit ist der in Fig. 1 schematisch dargestellte Aufbau. Die flache zylindrische Kammer besteht aus einem Metallrohrabschnitt mit zwei aufgedichteten Glasplatten. Im Innern befindet sich ein konzentrisches Drahtsieb mit aufgenähtem, schwach feuchtem Filzring, der den eigentlichen Kammerraum begrenzt. Expandiert wird durch Hochziehen des mit zwei gefetteten Ledermanschetten versehenen Kolbens in der ventillosen Pumpe P (Rohr von etwa 50 mm ø und 500 mm Länge). Auf dem Boden der Pumpe kann sich etwas Wasser (Alkohol) befinden. Die Verbindung zwischen dem seitlichen Ansatzstutzen der Kammer und der Pumpe bildet ein Stück Gartenschlauch von 1,50 m Länge und 20 mm lichter Weite. Bei dieser Art der Expansion stört Wirbelbildung nicht. Die Expansion in den ringförmigen Außenraum der Kammer hinein wird durch das Einschalten des Filzringes genügend verzögert. Das Expansionsverhältnis

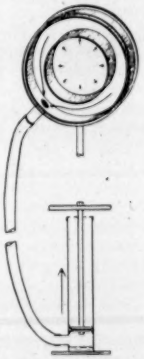


Fig. 1. Nebelkammer mit Expansionspumpe (schematisch).

kann bequem variiert werden. Während sich die Kammer zwischen Kondensator und abbildender Linse (z. B. $f = 20$ cm) befindet, steht die Pumpe auf dem Fußboden. Ein Fußbrett erleichtert wie bei einer Autopumpe die Bedienung.

Eine spezielle Ausführung ist in Fig. 2 und 3 wiedergegeben. Einzelheiten sind aus der Satzbeschriftung zu ersehen. Es genügt, die Glasplatten mit je drei Klammern gegen den Dichtungsrand des Gehäuses zu drücken, da die Kammer nur mit Unterdruck beansprucht wird. Die Kammerbacken sind mit Gewindestiften versehen und werden mit Schraubmuttern in seitlichen Führungen angezogen. Auf diese Weise läßt sich jede Glasplatte bequem einzeln abnehmen. Eine von ihnen ist durchbohrt, um einen aktivierten Draht einführen und einem innen aufgeklebten Metallring Spannung zuführen zu können. Nach den Angaben von Herzog sind auf die Innenseiten der Scheiben klebstoffgetränkte Zellophanfolien (Einmachpapier) mit dem Rollenquetscher aufgebracht.

1) G. Herzog, Helv. Phys. Acta **10**, 68, 1937.
2) E. Trey, Physik. Zeitschr. **39**, 343, 1938.

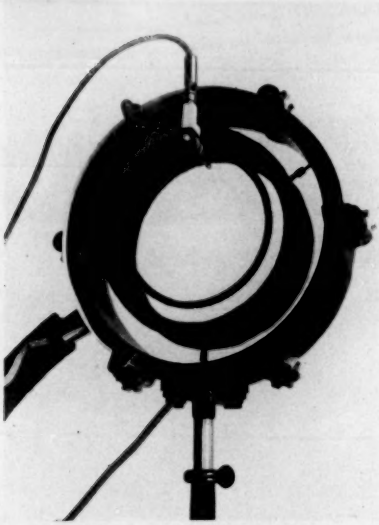


Fig. 2. Ansicht einer Nebelkammer.

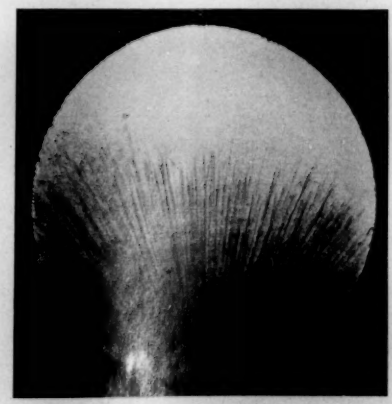


Fig. 4. α-Bahnen von Radium *C'*: Aufnahme eines Projektionsbildes (Agfa Isopan 9×12, $^1/_{25}$ sec, normal kopiert).

Zur Felderzeugung genügt die 220 Voltleitung vollkommen. Ihr zweiter Pol ist mit dem Gehäuse verbunden. Das Feld liegt also zwischen den feuchten Folien und dem Filzring.

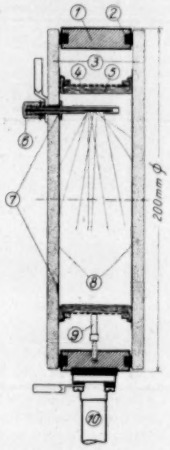


Fig. 3. Senkrechter Schnitt durch die Kammer nach Fig. 2 in $^1/_3$ nat. Größe.

1 Gehäusering mit 6 seitlichen Klammern (*Al*-Guß) mit 2 eingedrehten Nuten. 2 6 mm Vierkant-Dichtungsgummi. 3 2 Spiegelglasscheiben. 4 Drahtsieb mit 2 Versteifungsringen. 5 5 mm dicker, roter Klavierfilz (gut durchlässig). 6 Aktivierter Draht an Verschlußschraube. 7 5 mm breiter Metallring. 8 Aufgequetschte Zellophanfolien. 9 3 verstellbare Distanzstifte. 10 Zeißstift.

Die Kammer ist auch nach langer Zeit der Nichtbenutzung immer betriebsbereit. Das ruckartige Hochziehen des Kolbens und seine Senkung sofort nach Beobachtung der Bahnspuren kann immer wieder in Abständen von weniger als 10 sec wiederholt werden, ohne daß störende Wirbelbildung auftritt. Als Strahlquelle kommt zur Vorführung in Projektion nur ein α-Strahler in Frage. Bequem und lange zu benutzen ist natürlich ein schwaches Poloniumpräparat. Bei Verwendung eines kurzzeitig mit *Ra-A* aktivierten Drahtes läßt sich das allmählich stärker werdende Auftreten der längeren α-Bahnen des *Ra-C'* innerhalb einiger Minuten sehr schön verfolgen. Auch Gabelungen lassen sich mit einiger Ausdauer beobachten. Mit Hilfe einer zweiten Versuchsperson, also ohne automatische Vorrichtungen, können mit großer Sicherheit sehr scharfe Photographien erhalten werden. Belichtung und Expansion erfolgen gleichzeitig auf Kommando. Die Aufnahme in Fig. 4 ist auf eine solche Weise hergestellt worden. Für ihre Beurteilung ist zu berücksichtigen, daß in diesem Falle nicht das Spurenbild direkt, sondern das Projektionsbild an der Hörsaalwand photographiert worden ist. Das Bild soll ungefähr den Eindruck vermitteln, den ein Beobachter vom Hörsaal aus hat.

Göttingen, I. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 17. August 1939)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

R. Feldtkeller, Einführung in die Siebschaltungstheorie der elektrischen Nachrichtentechnik. Band 5 der Reihe: Physik und Technik der Gegenwart. Hrsgg. von Prof. Dr. H. Faßbender. Gr.-8°. X und 174 S. Mit 130 Abb. Leipzig 1939. Verlag S. Hirzel. Brosch. RM 10.80, geb. RM 12.—.

In 7 Abschnitten werden die Anwendungen der Vierpoltheorie auf Zweckschaltungen gegeben, wobei Hochfrequenzsiebe und Einschwingvorgänge außer acht gelassen sind.

1. Siebschaltungen in der Nachrichtentechnik.
2. Siebschaltungen aus einem verlustfreien Zweipol.
3. Siebschaltungen aus einem verlustfreien symmetrischen Vierpol.
4. Siebketten.
5. Ebnung des Wellenwiderstandes.
6. Versteilerung des Dämpfungsanstiegs.
7. Siebschaltungen und Siebketten mit Verlusten.

Die grundlegenden und für die Anwendung auf Leitungsbemessungen wichtigen Begriffe der Betriebs- und Echodämpfung sind durchlaufend Ausgangspunkt und Ziel der Rechnungen.

Verlustfreie Zweipole liefern keine brauchbaren Siebe auf Grund des Reaktanzsatzes und der Gesetze der Widerstandsreziprozität.

Die Gesetze der widerstandsreziproken und äquivalenten Schaltungen von Vierpolen lassen erkennen, wie weit man vernünftigerweise mit einem einzigen Vierpol gelangen kann.

Unter der Voraussetzung möglicher Wellenwiderstandsanpassung werden Siebketten aus Vier-

polen gebildet, wobei der Praxis gemäß diejenigen eine bevorzugte Rolle spielen, deren Längszweige den Querzweigen widerstandsreziprok sind.

Die Schwierigkeit der Anpassung der Wellenwiderstände an Sender und Empfänger wird beseitigt durch die Einfügung von m-Halbgliedern, man erreicht hierdurch eine Ebnung des Wellenwiderstandes sowie eine Versteilerung des Dämpfungsanstiegs.

Statt der bisher stets als verlustfrei angenommenen Schaltungselemente werden zum Schluß verlustbehaftete Spulen und Kondensatoren betrachtet, wobei die Verluste relativ gering sind (im Gegensatz zu Hochfrequenzbandsieben).

Die für die praktischen Bedürfnisse entscheidenden Forderungen werden jedesmal an die zu bildenden Tief-, Hoch- oder Bandpaßsiebe gestellt und nach ihnen werden systematisch vom elementaren Zweipol her bis in die rechnerisch recht komplizierten verlustbehafteten Siebketten die nützlichen Schaltungen gebildet. Der schon die Einführung in die Vierpoltheorie auszeichnende Vorzug der Verwendung geometrischer Veranschaulichung für alle Kenngrößen charakterisiert auch das vorliegende Buch. Es ist mit ihrer Hilfe auch dem nicht besonders auf Nachrichtenwesen eingestellten Physiker ohne weiteres möglich, sich eine geforderte Siebkette zusammenzustellen. O. Lange

---

H. Brückmann, Antennen, ihre Theorie und Technik. Band 5 der Reihe Physik und Technik der Gegenwart. Herausgegeben von Prof. Dr. H. Faßbender. Gr.-8°. XIV und 340 S. Mit 169 Abb. Leipzig 1939. Verlag S. Hirzel. Brosch. RM 20.50, geb. RM 22.—.

Das bisher in Einzelveröffentlichungen vorliegende umfangreiche Gebiet der Antennen wird im vorliegenden Buche zum ersten Male geordnet und streng dargestellt.

Das Buch ist in die Hauptabschnitte: I. Theorie und allgemeine Technik, II. Technische Antennenformen, III. Antennenmessungen unterteilt.

In Abschnitt I werden nach der Darstellung der Vorgänge beim klassischen Dipol, der als Element für komplexe Antennengebilde seine Bedeutung hat, Strom- und Spannungsverteilung auf Leitungen (sprich Antennen) angegeben. Bei der Feldstärkeverteilung im Fernfeld werden Einzelstrahler und Mehrstrahler streng erfaßt. Strahlungsleistung, Strahlungswiderstand, strahlungsgekoppelte Antennen, Antennenscheinwiderstand, Antennenverluste sind im folgenden ausführlich dargestellt.

Nach ihren Bedürfnissen für den Empfang werden die Sendeantennen zur Nachrichtenübermittlung in den drei Hauptzonen: Nahzone, Nahschwundgebiet, Fernzone gesondert behandelt.

Schließlich werden für die Hauptantennendaten, z. B. Stromverteilung, Strahlungsverteilung, Scheinwiderstand in Abschnitt III die wichtigsten Meßverfahren referiert.

Es ist schwer anders denkbar, als daß die Theorie der Antenne den größten Teil beansprucht; etwas kurz kommt der meßtechnische Teil weg. Auch könnte man sich vorstellen, daß eine kurze Zusammenstellung von Faustformeln für die Hauptantennendaten der heute üblichen Antennenformen erfreut hätte. Doch kann dies vielleicht besser in einem anderen Werk über den Ausbreitungsvorgang, dessen Erscheinen im Anschluß an dieses Buch über Antennen sehr erwünscht wäre, nachgeholt werden.

Die Angabe allgemeiner Methoden zur Berechnung auch komplizierterer Antennen und ihrer Strahlungsverteilung sowie die Darstellung von allem Wissenswerten über technische Ausführungsformen zeichnen zusammen mit vielen geometrischen Veranschaulichungen das Buch aus.

O. Lange

W. Bruhns, Petrographie (Gesteinskunde). Neubearbeitet von P. Ramdohr. Sammlung Göschen Bd. 173. 117 Seiten. Mit 10 Figuren. 2. Auflage. Berlin 1939. W. de Gruyter. Preis geb. RM 1.62.

Das Bändchen „Petrographie" der Sammlung Göschen, dessen zweite Auflage P. Ramdohr besorgt hat, wird gewiß von allen in Frage kommenden Studierenden und zahlreichen anderen Interessenten freudig begrüßt werden. Das Büchlein gibt, soweit es bei der Kürze des Textes möglich ist, einen guten Überblick über die Gesteinskunde. Die Auswahl des Stoffes ist glücklich getroffen. Allerdings wäre es zu begrüßen gewesen, wenn das Buch, sofern es der Preis erlaubt, etwas reicher mit Abbildungen ausgestattet worden wäre. E. Kordes

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Hamburg Dr. W. Groth für physikalische Chemie, an der Universität Jena Dr. Eugen Müller für organische Chemie, an der Universität Marburg Dr. Arnold Schmidt für Mathematik und mathematische Logik, an der Universität Wien Dr. Josef Pirsch für organische Chemie, an der Universität Göttingen Dr. Martin Eichler für Mathematik.

Ernannt: Der außerplanmäßige Professor Dr. Ludwig Bergmann an der Technischen Hochschule Breslau zum ord. Professor der Physik an derselben Hochschule, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Hamburg Dr. Hans Petersson und der nichtbeamtete a. o. Professor an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Arnold Kowalewsky-kommissarisch zu Professoren für Mathematik an der deutschen Universität Prag, der nichtbeamtete a. o. Professor für theoretische Physik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Theodor Schlomka kommissarisch zum Professor für Geophysik an der Deutschen Universität Prag, der ord. Professor der Physik an der Universität Erlangen Dr. Bernhard Gudden vertretungsweise in gleicher Eigenschaft an der Deutschen Universität Prag.

Gestorben: Der ord. Professor der chemischen Technologie an der Universität Wien Dr. Anton Kailan, der frühere ord. Professor an der Handelshochschule Berlin Dr. Friedrich Franz Martens.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. II. Vj. 1939. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany